L'ESPACE INTERSTELLAIRE

LA SCIENCE VIVANTE

Collection dirigée par René AUDUBERT

Henri MINEUR

Astronome à l'Observatoire de Paris
Directeur de l'Institut d'Astrophysique
du Centre National de la Recherche Scientifique

L'ESPACE INTERSTELLAIRE

PRESSES UNIVERSITAIRES DE FRANCE
108, Boulevard Saint-Germain, PARIS

1947

INTRODUCTION

Il est curieux de constater que chaque génération se considère comme étant au « siècle des lumières ». Dans tous les domaines de la connaissance, la science de nos devanciers nous paraît en effet presque inexistante au regard de la nôtre et chaque époque a l'impression d'être la première à avoir acquis une connaissance nouvelle et définitive de chaque question.

La connaissance de l'espace interstellaire n'a pas échappé à la règle précédente. Autrefois, on pensait que toute la matière de l'univers était concentrée dans les étoiles et les planètes et que l'espace qui séparait ces corps célestes était absolument vide. La lumière émise par ces astres semblait en effet nous parvenir sans avoir subi d'absorption et les mouvements célestes ne paraissaient pas subir de ralentissement, comme on aurait dû le constater si l'espace avait été peuplé de poussière cosmique.

Grâce à des moyens d'observation plus puissants, grâce à l'application à la science des astres de techniques nouvelles et hardies, on se rendit compte pendant ces vingt dernières années que l'espace interstellaire, jusqu'alors considéré comme non peuplé, contenait en réalité des atomes, des molécules et de petites particules. L'importance de cette matière

interstellaire est telle que sa masse totale est équivalente à la masse totale des étoiles de la voie lactée.

Les seuls astres autrefois connus révélant la présence de matière hors des étoiles étaient les nébuleuses, que leur aspect continu et leur structure diffuse firent considérer comme des masses gazeuses. La découverte des nébuleuses gazeuses a coïncidé avec l'apparition des premières théories cosmogoniques, celles de Kant et de Laplace, aussi ces objets furent interprétés comme étant des systèmes solaires en formation. L'étude plus approfondie des nébuleuses montre que l'interprétation cosmogonique était prématurée. A l'heure actuelle encore, si les observations ont permis d'enrichir la connaissance que nous avons de ces astres, il n'est pas possible de donner une explication de leur formation, ni de leur évolution.

Un procédé moderne d'observation et d'étude de ces nébuleuses gazeuses brillantes, la *spectroscopie*, permet de les classer en deux catégories. Les unes, qui ont un spectre continu, coupé de raies d'absorption, analogue à celui des étoiles, seront appelées *nébuleuses par réflexion* ; les secondes, qui ont un spectre de raies brillantes sont les *nébuleuses par émission*.

Grâce à la puissance accrue du télescope, HUBBLE, en 1922, fit accomplir un important progrès à la connaissance des nébuleuses : il établit de façon certaine que toute nébuleuse est accompagnée d'étoiles dites *étoiles excitatrices*, à qui elles doivent d'être visibles et il établit que le type de nébuleuse (réflexion ou émission) dépend de la température de l'étoile excitatrice.

Cette découverte fut le point de départ de l'étude

moderne de ces astres qui excitaient depuis longtemps la curiosité des astronomes.

Les nébuleuses par réflexion, associées aux étoiles les moins chaudes, sont composées de petites particules métalliques de 1.000 Å de diamètre environ, qui diffusent sans la modifier la lumière de l'étoile excitatrice. Nous rapprocherons de ces nébuleuses les nuages obscurs de Barnard composés de particules semblables, ces nuages ne possèdent pas d'étoile excitatrice et se manifestent seulement par l'absorption de la lumière des étoiles situées derrière eux. Nous verrons que tout l'espace interstellaire contient de ces sortes de particules, mais avec une densité plus faible que dans les nébuleuses.

Les nébuleuses par émission sont constituées par des atomes et associées aux étoiles les plus chaudes. Le modèle d'atome découvert il y a vingt ans par Bohr a permis d'analyser le mécanisme par lequel les étoiles excitatrices des nébuleuses excitent les atomes qui les entourent.

Au cours de cette étude, nous serons mis en présence d'un corps nouvellement apparu : le *nébulium*. Les spectres des nébuleuses par émission présentent en effet des raies qu'on n'avait pu, jusqu'en 1928, identifier avec celles d'aucun corps connu. Depuis une dizaine d'années, le nébulium est identifié, il se compose d'oxygène et d'azote, mais les raies incriminées proviennent de transitions interdites. L'identification du nébulium est un exemple de l'aide nécessaire que les théories les plus abstraites de la physique apportent à la connaissance des astres.

Enfin, nous montrerons que l'espace interstellaire entier est peuplé d'atomes, principalement de calcium

et de sodium, et de protons ou noyaux d'hydrogène, et nous étudierons le curieux état physique de l'espace interstellaire dont la richesse était encore insoupçonnée il y a vingt ans.

L'astronomie avait permis, il y a trois siècles de constater que les lois de la mécanique, valables à la surface de la terre, sont encore valables dans les espaces les plus éloignés. La force attractive qui fait mouvoir les astres est de même nature que la pesanteur.

Ce résultat présentait une grande portée philosophique, car l'Antiquité n'avait pas adopté d'emblée cette universalité des lois de la nature et considérait volontiers les cieux comme un domaine qui n'était pas justiciable des mêmes lois que la surface terrestre.

Le spectroscope avait permis d'étendre cette universalité des lois de la nature à la composition chimique des corps célestes, car presque tous ceux-ci présentent des spectres révélant les mêmes corps que ceux que nous rencontrons au laboratoire.

Il restait cependant à ce résultat deux exceptions : le nébulium et le *coronium*.

Nous montrerons ici que le problème du nébulium est désormais résolu. Nous pouvons annoncer que celui du coronium vient de l'être tout récemment.

Ainsi se trouve sauvegardée, pour l'instant, l'universalité de composition chimique de l'univers.

et de sodium, et de protons ou noyaux d'hydrogène, et nous étudierons le curieux état physique de l'espace interstellaire dont la richesse était encore insoupçonnée il y a vingt ans.

L'astronomie avait permis, il y a trois siècles de constater que les lois de la mécanique, valables à la surface de la terre, sont encore valables dans les espaces les plus éloignés. La force attractive qui fait mouvoir les astres est de même nature que la pesanteur.

Ce résultat présentait une grande portée philosophique, car l'Antiquité n'avait pas adopté d'emblée cette universalité des lois de la nature et considérait volontiers les cieux comme un domaine qui n'était pas justiciable des mêmes lois que la surface terrestre.

Le spectroscope avait permis d'étendre cette universalité des lois de la nature à la composition chimique des corps célestes, car presque tous ceux-ci présentent des spectres révélant les mêmes corps que ceux que nous rencontrons au laboratoire.

Il restait cependant à ce résultat deux exceptions : le nébulium et le *coronium*.

Nous montrerons ici que le problème du nébulium est désormais résolu. Nous pouvons annoncer que celui du coronium vient de l'être tout récemment.

Ainsi se trouve sauvegardée, pour l'instant, l'universalité de composition chimique de l'univers.

CHAPITRE PREMIER

LES NÉBULEUSES

Historique

Observation visuelle des nébuleuses. — On observe, de place en place, dans le ciel, parmi les étoiles, des sortes de nuages plus ou moins brillants, d'aspect laiteux et de forme tantôt régulière, tantôt irrégulière, que l'on appelle *nébuleuses*. Quelques nébuleuses, perceptibles à l'œil nu, étaient connues depuis longtemps. La nébuleuse d'Andromède l'était des Anciens, celle d'Orion, qui peut être devinée à l'œil nu, fut découverte au début du XVII^e siècle, dès l'invention des lunettes. Mais ces astres sont très peu nombreux et la plupart des nébuleuses ne sont observables qu'au télescope.

Aux quelques nébuleuses observables à l'œil nu, la lunette astronomique permit d'ajouter au XVII[e] et au XVIII[e] siècle quelques dizaines d'objets analogues, et, en 1782, l'astronome français MESSIER avait dressé un catalogue de 103 nébuleuses et amas.

A cette époque, on classait dans la même catégorie les nébuleuses et les *amas stellaires* bien que leur aspect fut différent.

Les nébuleuses ont en effet l'aspect de masses gazeuses ressemblant parfois aux nuages de notre atmosphère, alors que les amas stellaires se présentent comme des groupements d'étoiles, analogues aux étoiles isolées, séparées les unes des autres, mais formant manifestement des groupements d'astres liés entre eux par la gravitation comme le sont le soleil et les planètes.

Vus avec des instruments de puissance insuffisante, incapables d'en séparer les étoiles, certains amas stellaires peuvent présenter un aspect diffus par chevauchement des images stellaires. Ces formations ne sont considérées comme amas, que lorsqu'on a pu les « résoudre » en étoiles au moyen d'un instrument assez puissant. Aussi a-t-on longtemps réuni dans la même catégorie les amas et les nébuleuses, qualifiant parfois les premiers *de nébuleuses résolubles*, et les secondes de *nébuleuses irrésolubles*.

Vers la fin du XVIII^e siècle, deux théories s'affrontèrent : d'après l'une, toute nébuleuse serait résoluble si on disposait d'un instrument assez puissant.

D'après l'autre, il y a deux catégories de nébuleuses : les nébuleuses proprement dites constituées par des masses gazeuses et les nébuleuses constituées par des étoiles ; ces dernières doivent leur qualificatif de nébuleuses à leur éloignement qui ne nous permet pas d'en distinguer les étoiles composantes.

Nous allons voir que la seconde théorie est celle qui a triomphé.

A la fin du XVIIIe siècle, un grand progrès fut fait dans la connaissance des nébuleuses par William HERSCHEL et par son fils John HERSCHEL, astronomes anglais ; ce dernier dressa un catalogue de 5.079 nébuleuses, observées dans les grands télescopes qu'ils avaient construits. Ils considéraient certaines nébuleuses comme des amas stellaires et d'autres comme des masses gazeuses.

Mais les progrès décisifs dans la connaissance de ces astres furent le résultat de l'application à leur étude, de la photographie d'une part, de la spectroscopie d'autre part.

Observation photographique des nébuleuses. — La plaque photographique possède en effet sur l'œil la supériorité d'accumuler les impressions lumineuses, alors que l'œil en perd la mémoire en 1/30 de seconde. Aussi, une pose de plusieurs heures faite sur le ciel révèle-t-elle des astres que l'œil est incapable de percevoir avec le même instrument.

L'application de la photographie à l'astronomie a révélé des étoiles que nous ne pouvions observer directement. Elle a permis non seulement de découvrir de nouvelles nébuleuses, mais d'observer avec plus de détails celles que nous connaissions.

Il importe de noter à ce sujet une différence entre la photographie des étoiles, qui n'ont pas de diamètre apparent sensible, et celle des nébuleuses, qui ont une surface d'étendue perceptible.

L'éclat des étoiles observables, ou photographiables au bout d'une durée de pose donnée, dans un instrument ne dépend que de son ouverture, c'est-à-dire du diamètre de l'objectif ou du miroir ; voici par exemple la magnitude-limite des étoiles photogra-

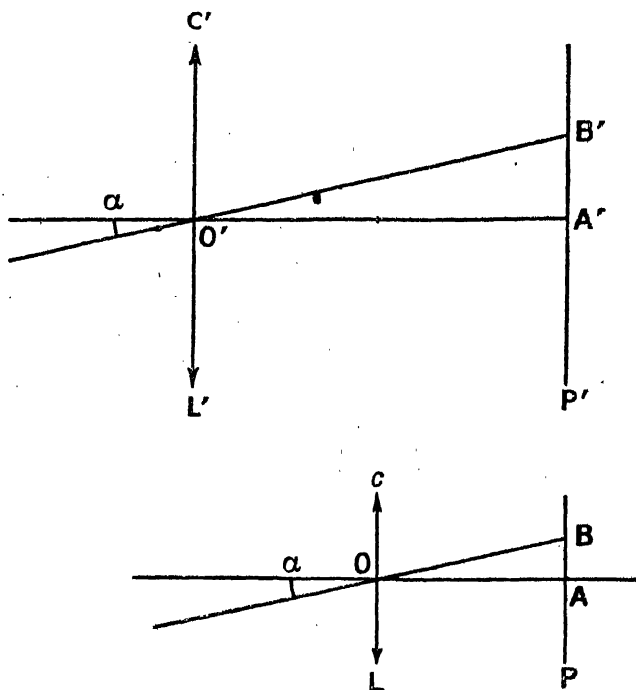



Fig. 1. — La brillance de l'image d'un astre de surface étendue dans le plan focal d'un objectif, ne dépend que de son rapport d'ouverture.

L et L′ sont deux objectifs de même rapport d'ouverture $\frac{OA}{OC} = \frac{O'A'}{O'C'}$ et le second a des dimensions doubles du premier.

L donne d'un astre de diamètre apparent α une image de diamètre AB et L′ donne du même astre une image de diamètre A′ B′ = 2 AB donc de surface quadruple. Mais l'image A′ B′ reçoit 4 fois plus de lumière que l'image AB, puisque cette lumière est collectée par l'objectif L′ de surface quadruple de celle de L. La brillance de l'image A′ B′, c'est-à-dire son intensité par unité de surface, est donc la même que celle de l'image AB. La durée de pose nécessaire pour photographier l'astre sera donc la même pour L et pour L′.

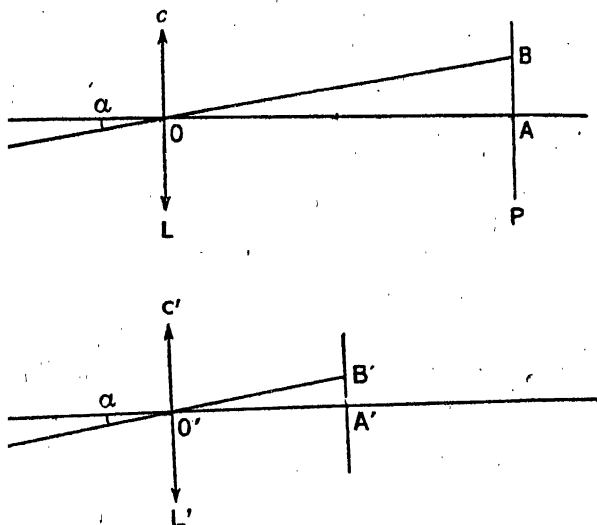



Fig. 2. — La brillance de l'image d'un astre de surface étendue ans le plan focal d'un objectif est inversement proportionnelle u carré de son rapport d'ouverture.

Deux objectifs L et L′ ont même ouverture, mais le rapport d'ouverture $R' = \frac{O'A'}{O'C'}$ de L′ est supérieur au rapport $R = \frac{OA}{OC}$ de L.

Le rapport des surfaces des images de l'astre dans L′ et ans L est :

$$\left(\frac{A'B'}{AB}\right)^2 = \left(\frac{O'A'}{OA}\right)^2 = \left(\frac{\frac{O'A'}{O'C'}}{\frac{OA}{OC}}\right)^2 = \left(\frac{R'}{R}\right)^2$$

La même énergie lumineuse totale contribue à former ces mages puisque les surfaces des objectifs sont identiques, la rillance de A′ B′ est donc avec celle de AB dans le rapport :

$$\frac{R^2}{R'^2}$$

phiées au bout d'une heure de pose dans une série d'instruments classés d'après leur ouverture :

Instrument	Carte du ciel	Réflecteur de Yerkes	Réflecteur Crossley	Télescope du Mt-Wilson	Télescope du Mt-Wilson
Ouverture en cm...	33	61	80	150	250
Eclat limite (exprimé en magnitude, voir la définition au chap. II)....	15,7	17,3	17,8	18,7	19,6

Au contraire, l'impression photographique produite au bout d'un temps donné par un astre de surface étendue, comme une nébuleuse, au foyer d'un instrument ne dépend que de son rapport d'ouverture, c'est-à-dire du rapport de la longueur focale au diamètre de l'objectif. Plus ce rapport est petit, c'est-à-dire plus l'instrument est ouvert, et plus le noircissement photographique au bout d'un temps donné est grand. Aussi, pour photographier rapidement les nébuleuses, importe-t-il d'utiliser, non un grand instrument, mais un instrument très ouvert ou, comme on dit parfois un instrument à court foyer.

En outre, pour découvrir les nébuleuses, il est préférable de disposer de clichés représentant une région du ciel aussi étendue que possible ; or les instruments très ouverts ont un champ plus étendu que les instruments à long foyer.

Par exemple, un instrument de 60 cm d'ouverture et 18 mètres de foyer (ouvert par conséquent à F/30), comme le grand équatorial coudé de l'Observatoire

de Paris, a un champ de 30′ environ. Par ailleurs, on peut construire des télescopes Schmidt de rapport d'ouverture F/1,5 possédant un champ d'une dizaine de degrés qui explorent une région du ciel 500 fois plus étendue que l'instrument précité.

Aussi les instruments à faible rapport d'ouverture sont-ils préférés dans la recherche des nébuleuses.

Les instruments très ouverts sont de création plus récente, aussi la photographie des nébuleuses a-t-elle été un peu en retard sur celle des étoiles.

Il convient d'ajouter cependant que les dimensions linéaires de l'instrument importent pour séparer et préciser les détails de structure des nébuleuses.

La première photographie de nébuleuse a été obtenue par Draper en 1880 sur la nébuleuse d'Orion. Depuis cette date, la forme et les détails d'un grand nombre de nébuleuses ont été étudiés par la photographie qui a permis en outre de découvrir de nouvelles nébuleuses de plus en plus nombreuses.

Un important catalogue, comprenant toutes les nébuleuses du ciel jusqu'à un certain éclat apparent, le *New General Catalogue* de Dreyer, a été dressé en 1888. Il comprend plus de 13.000 nébuleuses. En général, on désigne une nébuleuse par son numéro d'ordre dans le catalogue de Messier (par exemple M. 15), de Herschel (par exemple H. V., 24) ou dans celui de Dreyer (par exemple N. G. C., 1976).

Le catalogue désigné N. G. C. s'étend à tout le ciel, mais n'atteint pas les petites et faibles nébuleuses que l'on peut observer dans les grands instruments américains. Malheureusement, pour connaître toutes les nébuleuses observables actuellement, il faudrait prendre un trop grand nombre de clichés de faible

champ, aussi a-t-on été obligé de sonder le ciel avec ces grands instruments en limitant les investigations à quelques zones de la sphère céleste et en étendant par le calcul au ciel entier les dénombrements observés dans ces zones.

Spectrographie des nébuleuses. — La spectroscopie a fait faire des progrès décisifs dans la connaissance des nébuleuses. Nous exposerons cette question en détail dans ce livre. Bornons-nous, pour l'instant, à signaler que le spectrographe permet d'étudier l'état physique et la composition chimique de la matière par l'analyse de la lumière émise.

Le premier spectre de nébuleuse fut observé par Huggins en 1864 et le premier spectrogramme fut pris en 1882. Depuis, l'étude spectrographique des nébuleuses s'est considérablement développée.

LES NÉBULEUSES EXTRA-GALACTIQUES

Distinction entre nébuleuses extra-galactiques et nébuleuses galactiques

La photographie et la spectrographie ont permis de résoudre le problème de la nature des nébuleuses, que l'on s'était posé dès le XVIIIe siècle.

Mettons à part les amas ouverts ou globulaires, facilement résolus en étoiles, qu'on ne classe plus depuis longtemps avec les nébuleuses, car ils apparaissent très nettement comme des condensations stellaires de notre galaxie.

On classe actuellement les nébuleuses en deux catégories principales :

1) Les nébuleuses galactiques ;
2) Les nébuleuses extra-galactiques.

Les premières sont des masses de gaz, situées dans notre galaxie, ou si on préfère, dans la voie lactée qui constitue l'ossature de la galaxie. Les secondes sont d'immenses agglomérations d'étoiles analogues à notre galaxie, à laquelle elles sont extérieures.

Les nébuleuses extra-galactiques, univers-îles. — Nous ne nous occuperons ici que des nébuleuses gazeuses, mais, pour éviter toute confusion dans l'esprit du lecteur, disons un mot des nébuleuses extra-galactiques.

Ces nébuleuses ont en grande majorité l'aspect dit spiral car elles se composent d'un noyau central d'où s'échappent des bras de forme spirale s'éloignant plus ou moins du noyau. Elles sont aplaties suivant un plan et sont vues tantôt de face comme la nébuleuse du Triangle, tantôt par la tranche comme la nébuleuse H. V., 24, tantôt obliquement comme la nébuleuse d'Andromède.

D'autres nébuleuses extra-galactiques sont dites elliptiques, elles ont la forme d'ellipsoïdes de révolution et leurs aspects varient de la forme circulaire à la forme d'ellipses d'aplatissement 0,7.

Enfin, une dernière catégorie de nébuleuses extra-galactiques correspond aux nébuleuses irrégulières comme les nuées de Magellan qui ne présentent pas de formes géométriques bien définies.

Comme nous l'avons dit, les nébuleuses extra-galactiques sont des réunions d'étoiles aussi nombreuses que celles de notre galaxie (quelques milliards) et de dimensions comparables à elle.

La preuve du caractère stellaire et extra-galactique de ces formations a été obtenue en 1926 par la photographie. Les extrémités des bras de la nébuleuse du

Triangle ont été résolues en étoiles par Hubble qui utilisait le télescope de 250 cm du Mont-Wilson dans les meilleures conditions de résolution ; il séparait alors 0″6, ce qui est un record de séparation photographique. Les bords de cette nébuleuse sont apparus ainsi comme composés d'étoiles distinctes. Depuis, le centre de cette nébuleuse ainsi que d'autres nébuleuses d'aspect spiral, elliptique ou irrégulier ont été résolus. On y a même distingué des étoiles variables, des amas stellaires, et des nébuleuses gazeuses. Ce sont d'autres galaxies et notre univers galactique apparaîtrait sous l'aspect d'une spirale, si nous pouvions le voir de l'extérieur.

Ce résultat a été confirmé par l'analyse spectrale : le spectre des nébuleuses extra-galactiques est un spectre composite, formé de la superposition des spectres des étoiles qui constituent la nébuleuse.

Les nébuleuses extra-galactiques sont distribuées à peu près uniformément dans l'espace et nos instruments n'ont pas encore atteint les limites de l'univers extra-galactique. A mesure que nos télescopes deviennent plus puissants, nous découvrons de plus en plus de nébuleuses extra-galactiques.

On connaît actuellement environ 60 millions de ces formations stellaires, les plus lointaines sont à des distances telles que, pour venir jusqu'à nous, leur lumière a mis plus de cinq cents millions d'années.

Laissons là les nébuleuses extra-galactiques qui, pour intéressantes qu'elles soient, ne font pas l'objet de ce livre. Elles n'ont de commun avec les nébuleuses proprement dites que le nom, cette similitude verbale est un reste de l'ignorance passée de leur nature et on tend actuellement à les appeler univers-îles pour

rappeler qu'elles sont, en quelque sorte, dans l'univers des îles composées d'étoiles.

LES NÉBULEUSES GALACTIQUES

Classification des nébuleuses galactiques d'après l'aspect. — Les nébuleuses galactiques sont des masses de gaz intérieures à notre univers galactique. Nous en donnerons des preuves au cours de ce chapitre : leur distribution est liée à la structure de la voie lactée, elles sont toujours associées à des étoiles de la voie lactée, leurs distances sont inférieures aux dimensions de la voie lactée et enfin leurs spectres révèlent qu'elles sont composées de gaz très raréfiés ou de très petites particules solides.

D'après leur aspect, on les classe en deux catégories :

1° Les nébuleuses gazeuses irrégulières ou nébuleuses diffuses ;

2° Les nébuleuses planétaires.

Les premières ont, comme leur nom l'indique, une absence de structure géométrique. Leur aspect irrégulier est analogue tantôt à celui d'un nuage de notre atmosphère (d'où le nom de nébuleuse), tantôt à celui d'une traînée de gaz étirée, effilochée et contournée à la manière de la fumée d'une cigarette. La plus célèbre des nébuleuses irrégulières est celle d'Orion.

Les nébuleuses planétaires ont au contraire un aspect régulier très caractéristique : elles apparaissent comme un anneau circulaire de matière nébulaire au centre duquel on observe une étoile. Elles ont en réalité la forme d'une couche sphérique mais les bords de la sphère, vus par la tranche, sont plus facilement

perceptibles que la partie de la sphère située en face de l'étoile centrale, aussi n'aperçoit-on d'abord que le contour apparent de la sphère et a-t-on l'impression d'observer un anneau. Une pose photographique plus poussée révèle toutes les parties de la sphère qui constitue la nébuleuse et montre en même temps des irrégularités et des détails de structure dans celle-ci.

Nous verrons plus loin que l'on distingue parmi les nébuleuses irrégulières, les nébuleuses par réflexion et les nébuleuses par émission qui s'apparentent aux planétaires.

Les nébuleuses obscures. — On relie aux nébuleuses que nous venons de citer les nébuleuses obscures, que nous étudierons au chapitre IV. Ce sont elles aussi des masses d'aspect irrégulier situées dans notre voie lactée et qui n'émettent pas de lumière, ou tout au moins si peu qu'on commence seulement à la mettre en évidence pour quelques-unes d'entre elles. Elles ne signalent leur présence que par le rôle d'écran joué par elles ; elles affaiblissent ou même interceptent la lumière des étoiles placées derrière elles et apparaissent ainsi comme des vides d'étoiles. Souvent elles avoisinent les nébuleuses brillantes et on peut même citer des cas où une même nébuleuse est brillante dans certaines de ses parties et obscure dans d'autres.

Nous verrons que les nébuleuses obscures s'apparentent aux nébuleuses diffuses par réflexion.

On connaît actuellement une centaine de nébuleuses gazeuses, mais il est certain qu'elles ne sont pas encore toutes découvertes, certaines peuvent être trop petites ou trop faibles pour avoir été détectées dans nos instruments.

On peut évaluer à quelques centaines, peut-être à

un millier le nombre total des nébuleuses galactiques.

La galaxie. — L'ensemble des étoiles qui nous entourent forme une vaste agglomération dénommée galaxie, ou voie lactée, qui est l'univers-île auquel nous appartenons. Notre galaxie contient des dizaines de milliards d'étoiles, dont notre soleil n'est qu'un spécimen. Elle a une structure aplatie suivant un plan appelé plan galactique, la trace de ce plan sur la sphère des étoiles fixes dessine un grand cercle, l'équateur galactique, qui coïncide avec le tracé moyen de la voie lactée.

La structure aplatie de la galaxie suivant ce plan se révèle par la concentration galactique des étoiles : à surface égale du ciel, les étoiles sont plus nombreuses dans le plan galactique que vers ses pôles. Aussi, pour reconnaître si des astres d'une catégorie déterminée appartiennent ou non à la galaxie, suffit-il d'en faire la carte, de préférence en adoptant un système de projection qui conserve les surfaces et où le plan galactique est pris comme équateur. Si les objets considérés appartiennent à la galaxie, ils marqueront une condensation vers le plan galactique.

Distribution et distances des nébuleuses. — Les figures 3 et 4 représentent la distribution des nébuleuses gazeuses et révèlent leur concentration galactique. Les nébuleuses gazeuses appartiennent donc à la galaxie..

Une autre preuve de cette situation intra-galactique des nébuleuses gazeuses est apportée par la mesure de leurs distances. On prend comme unité de mesure, en astronomie stellaire, le parsec, distance à laquelle le rayon moyen de l'orbite terrestre (150 millions de

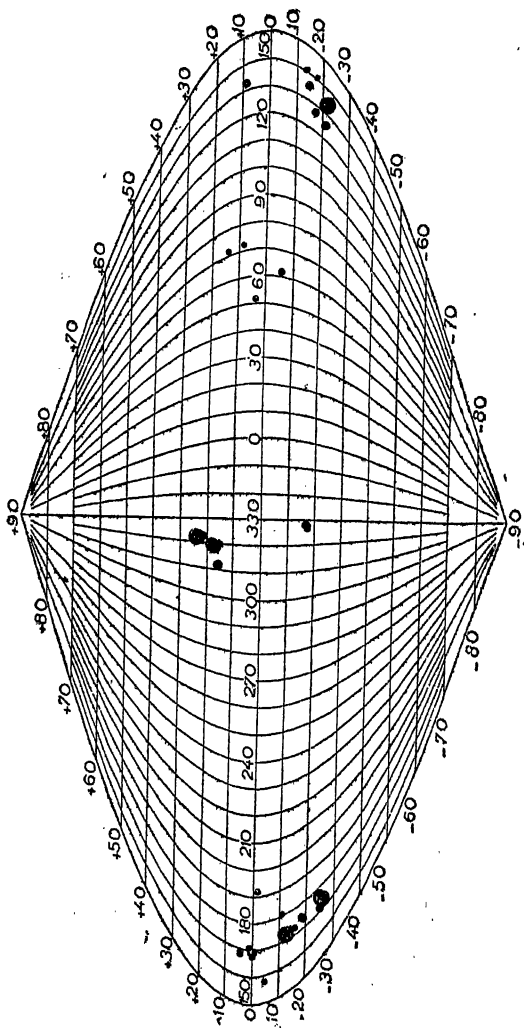



Fig. 3. — Distribution galactique des nébuleuses gazeuses par réflexion

kilomètres) est vu sous l'angle de 1″ et qui vaut par conséquent environ 206.265 fois ce rayon, c'est-à-dire $3{,}084 . 10^{18}$ cm (la lumière met 3,26 ans à parcourir un parsec). Les étoiles les plus proches de nous sont à quelques parsecs, le rayon de la galaxie est de quelques dizaines de milliers de parsecs et son épaisseur de quelques centaines de parsecs.

On a pu évaluer la distance de quelques nébuleuses gazeuses par celle des étoiles qui leur sont associées. On a trouvé ainsi des distances d'une centaine de parsecs pour les plus proches et de quelques milliers de parsecs pour les plus lointaines. Ces distances sont notablement inférieures à celle des confins de la galaxie et ceci établit à nouveau le caractère galactique de ces nébuleuses. On peut dire d'une manière plus brève que ce caractère est établi par l'association évidente, sur laquelle nous reviendrons plus loin, entre les nébuleuses gazeuses et des étoiles qui appartiennent à notre galaxie.

Mouvements des nébuleuses. — Un autre critère du caractère galactique ou non galactique d'une catégorie d'astres réside dans l'étude de leurs mouvements.

Le soleil se déplace parmi les étoiles dans une direction appelée *apex*, située dans la constellation d'Hercule, de coordonnées équatoriales : $\alpha = 18$ h $\delta = +30^o$, avec une vitesse qui, pour les étoiles communes de la galaxie, est environ 20 kmsec^{-1}.

La galaxie se déplace parmi les univers-îles dans une direction située au nord de l'apex et avec une vitesse de plusieurs centaines de kmsec^{-1}. Nous ne pouvons détailler ici cette question qui nous conduirait à l'étude du problème de la rotation galactique.

On conçoit que la détermination de la translation solaire par rapport à un groupe donné d'astres, conduise à fixer le caractère galactique ou non de ce groupe suivant que la translation trouvée coïncide avec celle du soleil par rapport aux étoiles galactiques proches ou par rapport aux univers-îles.

On a pu étudier les vitesses radiales des nébuleuses gazeuses par la mesure du déplacement des raies de leurs spectres et l'application du principe de DÖPPLER-FIZEAU. On a trouvé ainsi que le soleil se déplace par rapport à ces astres vers l'apex ordinaire avec la vitesse normale de 18 kmsec [1].

Il ne fait donc pas de doute que les nébuleuses gazeuses appartiennent à la galaxie.

Dimensions des nébuleuses. — Il est difficile de fixer les dimensions apparentes exactes des nébuleuses gazeuses, car l'aspect d'une nébuleuse sur une photographie varie avec la durée de pose et ses dimensions augmentent avec le temps de pose. Ainsi la nébuleuse d'Orion qui, à l'aspect télescopique, n'occupe qu'une région du ciel de quelques minutes de diamètre apparaît comme beaucoup plus étendue sur les photographies (quelques dizaines de minutes de diamètre) ; des photographies obtenues avec des instruments à grand rapport d'ouverture révèlent que cette nébuleuse étend ses ramifications à toute la constellation d'Orion, c'est-à-dire sur plus de 15°.

Plus de la moitié des nébuleuses ont un diamètre dépassant 1°, quelques petites nébuleuses ont un diamètre de l'ordre de la minute d'arc, soit parce qu'elles sont plus lointaines, soit parce qu'elles ont effectivement une petite extension spatiale.

Les dimensions linéaires des nébuleuses résultent

de leurs dimensions apparentes et de leur distance. Ces deux données étant mal connues, on ne peut donner qu'un ordre de grandeur des dimensions linéaires des nébuleuses.

Pour la nébuleuse d'Orion par exemple, qui est située à 300 parsecs environ, un diamètre de 1° correspond à 5 parsecs. Dans sa plus grande extension, la nébuleuse a une dimension de 30 parsecs. Les nébuleuses ont ainsi des diamètres de quelques parsecs à quelques dizaines de parsecs.

Une sphère de 3 parsecs de rayon prise au hasard dans la galaxie contient en général une dizaine d'étoiles.

Densité limite des nébuleuses. — On peut déduire de ces dimensions une borne supérieure de la densité des nébuleuses : une sphère de 5 parsecs de diamètre a un volume de $1,5.10^{57}$ cm^3, si elle était remplie de matière avec une densité de 10^{-25} grcm^{-3} sa masse totale serait $1,5.10^{32}$ soit environ 1/20 de la masse du soleil. Si la densité de la nébuleuse atteignait 10^{-15} grcm^{-3}, c'est-à-dire 1 gramme dans le volume d'une sphère de 500 mètres de rayon, la masse totale serait d'un milliard de soleils, ce qui est impossible, car une telle masse apporterait dans les mouvements stellaires par ses effets gravitationnels des perturbations que nous n'observons pas. La matière nébulaire est donc extrêmement raréfiée, on considère la densité des nébuleuses comme voisine de 10^{-22} grcm^{-3}, ce qui correspond à 1 gramme dans une sphère de 100 km de rayon environ. Avec cette densité la terre pèserait quelques centigrammes et le soleil quelques kilos.

DONNÉES INDIVIDUELLES SUR LES NÉBULEUSES

Aspect des nébuleuses gazeuses diffuses. — L'aspect des nébuleuses gazeuses est, comme nous l'avons déjà signalé, très irrégulier. Pour s'en convaincre, il suffit d'examiner les planches hors-texte de ce livre. On observe tantôt l'aspect d'une masse symétrique dégradée vers les bords comme dans la nébuleuse trifide du Sagittaire (N. G. C., 6514) tantôt un aspect dissymétrique avec des marbrures et des filaments contournés comme dans la nébuleuse d'Orion (N. G. C., 1 976), tantôt un aspect de nuage ténu et effilé par un courant d'air comme dans la nébuleuse du Cygne (N. G. C., 6 990).

Les brillances, c'est-à-dire les éclats par unité de surface apparente, des nébuleuses varient aussi beaucoup d'un point à un autre d'une même nébuleuse et d'une nébuleuse à une autre. Nous avons déjà signalé qu'une nébuleuse s'étend en surface à mesure qu'on allonge la pose, les régions extérieures, plus faibles que le centre, n'impressionnant la plaque que lentement. La nébuleuse la plus brillante est celle d'Orion, elle apparaît même à l'œil nu, unie à trois étoiles de cette constellation. Des nébuleuses comme celles qui accompagnent les Pléiades et la nébuleuse N. G. C. 159 voisine de Cassiopée, n'apparaissent que très difficilement lors de longues poses. Enfin quelques nébuleuses cataloguées comme obscures émettent une très faible lumière qui n'a pu être mise en évidence que récemment, grâce à de délicates mesures d'intensité du fond du ciel.

Nous avons déjà signalé que des nébuleuses

obscures sont souvent associées à des nébuleuses brillantes.

Aucune déformation de nébuleuse n'a pu encore être mise en évidence. Cela tient à la lenteur des mouvements internes, au faible intervalle de temps dont nous disposons pour comparer deux photographies successives d'une nébuleuse et à la difficulté de pointés précis sur ces astres. La mesure des vitesses radiales de divers points de la nébuleuse d'Orion révèle parfois des différences de vitesses dans cette nébuleuse atteignant 10 $kmsec^{-1}$, on appelle ce phénomène « turbulence ».

Les nébuleuses planétaires. — Les nébuleuses planétaires ont l'aspect typique d'anneaux nébuleux entourant toujours une étoile centrale peu lumineuse. Les longues poses révèlent de la matière nébulaire à l'intérieur de l'anneau et, dans l'espace, la nébuleuse a la forme d'une couche sphérique.

On connaît actuellement environ 150 nébuleuses planétaires, leur répartition apparente révèle que ce sont des astres appartenant à la galaxie, ceci est confirmé par les mesures de quelques-unes de leurs distances qui varient d'une trentaine de parsecs à quelques milliers de parsecs.

Leurs diamètres apparents varient de 15′ pour la plus étendue, la nébuleuse annulaire de la Lyre, à quelques secondes pour les plus petites. En général ils sont inférieurs à 1′. Linéairement, ces diamètres varient de 0,01 à 0,30 parsecs, c'est-à-dire de 1.000 à 30.000 fois le diamètre de l'orbite terrestre.

On a déterminé quelques déplacements apparents et quelques vitesses radiales d'étoiles centrales de nébuleuses planétaires. Ces mouvements révèlent

également le caractère galactique des nébuleuses planétaires.

L'étoile centrale d'une nébuleuse planétaire est ce qu'on appelle une naine blanche. C'est une étoile blanche, de haute température, de petites dimensions et de densité très élevée.

L'étude spectrale des nébuleuses diffuses par émission et des nébuleuses planétaires montre que les spectres de ces deux catégories d'astres sont similaires et révèle la présence, d'une part de corps connus, d'autre part d'un corps non identifié en laboratoire que l'on a qualifié nébulium.

Par quel mécanisme les nébuleuses émettent-elles leur lumière ? Quelle est la nature chimique du nébulium ?

Telles sont les principales questions que nous étudierons dans ce livre.

CHAPITRE II

LA SPECTROSCOPIE STELLAIRE

La lumière, radiation électromagnétique

Les radiations électromagnétiques. — Nous prenons connaissance des astres par les échanges d'énergie qui se produisent entre la lumière qui nous parvient d'eux et nous. Les actions électriques des astres et les rayons cosmiques sont encore peu connus, et les actions gravitationnelles des astres sur nous sont trop faibles. Si nous mettons ces actions à part, on peut considérer que nous n'échangeons d'énergie avec les astres que par les radiations lumineuses.

Aussi tout exposé des propriétés de la matière qui constitue les astres doit-il avoir pour préliminaire un rappel de ce que nous savons des échanges d'énergie entre la matière et le rayonnement.

Magnitudes stellaires. — Étudions d'abord l'énergie totale du rayonnement lumineux qui nous vient des étoiles. Les étoiles ont des éclats différents E, on mesure ces éclats en leur faisant correspondre un nombre appelé magnitude ou grandeur de l'étoile.

Ce nombre m est tel que, lorsqu'on passe des étoiles

de magnitude m à celles de magnitude $m + 1$, l'éclat est divisé par un facteur constant K :

$$E(m) = K.E(m + 1),$$

et ce facteur K est tel que les étoiles de grandeur $m + 5$ sont 100 fois plus faibles que les étoiles de grandeur m :

$$K^5 = 100$$

d'où

$$K = 2{,}512$$

On en déduit que la magnitude m est donnée en fonction de l'éclat E par la formule :

$$m = -2{,}5 \log.E$$

l'unité d'éclat est l'éclat d'une étoile choisie arbitrairement à qui on attribue ainsi la magnitude 0.

L'étoile la plus brillante du ciel, Sirius, a pour magnitude — 1,6, les étoiles les plus faibles, visibles à l'œil nu sont de 6e grandeur, les instruments ordinaires permettent de photographier facilement la 16e grandeur et les plus puissants la 21e grandeur.

L'éclat d'une étoile, comme sa magnitude, dépend du récepteur utilisé, aussi y a-t-il plusieurs sortes de magnitudes.

Si le récepteur est l'œil humain, la magnitude est dite visuelle et notée m_v. C'est par la mesure de ces magnitudes que les astronomes ont débuté.

Si le récepteur est la plaque photographique ordinaire, la magnitude est dite photographique et notée m_p. Cette magnitude est la seule déterminable pour les étoiles très faibles.

On peut utiliser aussi une plaque orthochromatique et photographier à travers un écran jaune, on a alors la magnitude photovisuelle.

Les mesures faites avec des cellules photo-élec-

triques donnent également des magnitudes spéciales.

Nous comparerons plus loin ces diverses sortes de magnitudes.

Décomposition du rayonnement lumineux. — Le rayonnement lumineux, qui est de nature électromagnétique, se décompose comme on sait en radiations monochromatiques correspondant chacune à une longueur d'onde déterminée ; les radiations de diverses longueurs d'onde, bien qu'elles forment une série continue de phénomènes de même nature, sont détectées par des procédés divers, nous nous bornons à rappeler la liste des radiations dans le tableau ci-contre en donnant les longueurs d'onde en angström (l'angström est le cent-millionième de centimètre).

Domaine	Nature des radiations	Longueur d'onde en Å
Radio-activité	Rayons de plus petites longueurs d'onde mesurées par la vitesse des rayons secondaires........	0,005
	Rayons de plus petites longueurs d'onde mesurées au moyen des cristaux.....................	0,03
Rayons X	Plus petite longueur d'onde obtenue	0,03
	Rayons moyens (radiographie)....	0,2 à 0,5
	Rayons mous et très mous.......	1 à 20
Ultra-violet	Début de l'ultra-violet (arbitraire)	200
	Limite inférieure de l'absorption par l'air sous faible épaisseur......	1.850
	Limite inférieure de l'absorption par le quartz.....................	2.000
	Limite inférieure de l'absorption par l'ozone atmosphérique	2.900
	Limite inférieure de l'absorption par certains crown	3.000
	Limite inférieure de l'absorption par les verres ordinaires...........	3.600

Domaine	Nature des radiations	Longueur d'onde en Å
Visible infrarouge	Limite inférieure du visible.......	3.900
	Violet moyen	4.100
	Bleu moyen	4.700
	Vert moyen	5.200
	Jaune moyen	5.800
	Orangé moyen	6.000
	Rouge moyen	6.500
	Limite supérieure du visible......	8.000
	Début de l'infrarouge............	8.000
	Limite supérieure de transparence du verre..................	30.000 à 50.000
	Limite du spectre solaire observée.	53.000
	Maximum de réflexion des cristaux d'iodure de potassium.........	100.000
	Limite d'émission de l'arc au mercure	314.000
Ondes de T. S. F.	Limite inférieure des radiations électromagnétiques (T. S. F.)......	2.10^6

Les radiations observables en astronomie. — Bornons-nous à signaler les propriétés qui intéressent l'observation astronomique :

Les verres qui constituent ordinairement nos réfracteurs sont opaques pour les longueurs d'onde inférieures à 3.600 Å, aussi pendant longtemps ce domaine spectral n'a-t-il pas été exploré. Les instruments à optique de quartz atteignent cependant des longueurs d'onde plus courtes jusqu'à 2.000 Å, mais on ne dispose pas de pièces optiques de quartz de très grandes dimensions, aussi l'étude astronomique des régions de longueur d'onde inférieure à 3.600 Å est-elle assez récente et encore incomplète.

D'ailleurs, quels que soient les instruments utilisés, l'observation directe des spectres au-dessous de 2.900 Å est actuellement impossible car notre atmos-

phère contient, à quelque 40 km d'altitude, une couche d'ozone, qui arrête complètement tout rayonnement au-dessous de cette limite. Notons que l'ozone redevient transparent au-dessous de 2.100 Å, mais ce sont alors d'autres gaz, comme l'oxygène, qui absorbent.

Nous verrons cependant que, par l'intermédiaire des nébuleuses et c'est là un fait curieux que nous signalerons au chàpitre VI, nous pouvons avoir une connaissance indirecte du rayonnement de certaines étoiles vers 1.000 Å.

L'étude des radiations infrarouges émises par les astres a commencé depuis quelque temps, mais est encore sporadique. En pratique on ne dépasse guère 13.000 Å, car on ne peut utiliser au delà de cette limite que des récepteurs peu sensibles et encore mal connus.

Dans l'avenir du reste, lorsqu'on voudra étudier les radiations de grande longueur d'onde émises par les astres on sera gêné par des bandes du gaz carbonique et de la vapeur d'eau, qui présentent des bandes intenses entre 0,8 μ et 5,3 μ et suppriment toutes les radiations entre 5,3 μ et 7 μ et au delà de 12 μ.

En résumé, le domaine de la spectroscopie astronomique est le suivant :

λ en Å	
—	
	Rien d'observable par suite de l'absorption par l'ozone atmosphérique.
2.900	
	Optique de quartz nécessaire.
3.600	
	Observation facile.
6.000	
	Rouge et infrarouge observables dans des conditions spéciales.
13.000	
	Rien d'observable en pratique.

Les instruments utilisés en spectroscopie astronomique. — Nous ne décrirons que sommairement les spectrographes qui permettent l'étude des spectres des astres. Ils se classent en deux catégories : spectrographes à fente et prismes objectifs.

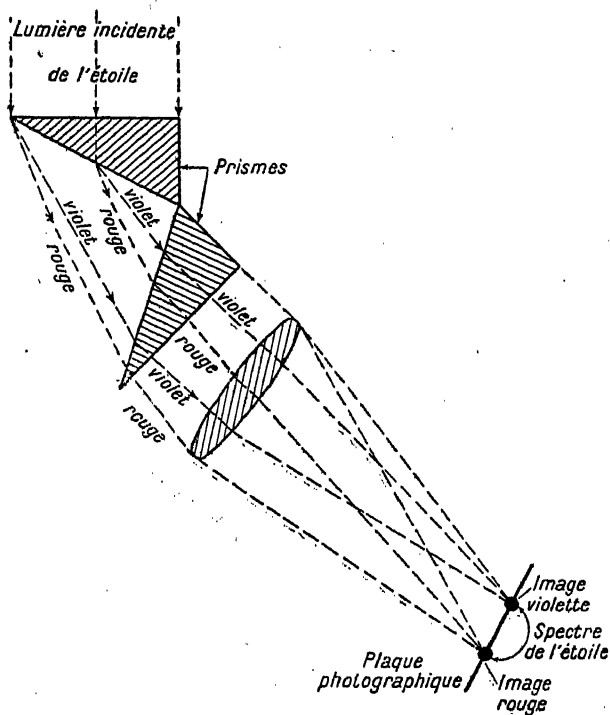



Fig. 5. — Schéma du prisme objectif

Les premiers donnent une succession d'images d'une fente, chaque image correspondant à une longueur d'onde. Sur la fente, on projette l'image de l'astre, étoile ou région d'une nébuleuse. Ces instruments conviennent à l'étude détaillée du spectre des étoiles brillantes ou des nébuleuses ; seuls ils permettent la mesure précise des longueurs d'onde, mais ils ne permettent pas la spectrophotométrie précise.

Les seconds donnent sur la plaque photographique une succession d'images complètes de l'astre, chaque image correspondant à une longueur d'onde. Si l'astre a des dimensions négligeables, on obtient un spectre analogue à celui que donnerait un spectrographe à fente ; mais si l'astre a des dimensions finies, les images des diverses longueurs d'onde chevauchent si le spectre est continu, elles peuvent cependant se distinguer si le spectre ne comprend que des raies d'émission peu nombreuses et bien séparées. Les prismes objectifs ne se prêtent pas aux mesures de longueur d'onde, ils permettent par contre l'identification des spectres d'astres faibles.

Les spectres. — Lorsqu'on observe le spectre d'un corps à l'arc électrique par exemple, on constate une émission discontinue c'est-à-dire un spectre composé de raies brillantes séparées, dont les longueurs d'onde ne dépendent que de la nature chimique du corps considéré. Ces raies constituent le spectre caractéristique du corps : apparaissant dans un spectre d'arc, elles permettent d'affirmer sa présence.

Il existe une autre manière de détecter la présence d'un corps, par l'absorption des raies :

Un corps traversé par une lumière blanche, c'est-à-

dire comprenant toutes les longueurs d'onde, absorbe des raies qu'il émettrait s'il était excité.

On peut donc détecter la présence d'un corps chimique soit par l'identification de ses raies d'émission, soit par celle de ses raies d'absorption.

La position des raies caractéristiques d'un corps dépend des circonstances de l'émission et de l'absorption mais dans une faible mesure, la pression et la température par exemple interviennent, mais ne modifient les longueurs d'onde que de faibles quantités.

Le rayonnement du corps noir. — On appelle rayonnement du corps noir (le terme est assez impropre) un rayonnement régnant dans un espace fermé, en équilibre thermodynamique avec les parois de l'enceinte supposée à une température uniforme T.

On peut réaliser matériellement un corps noir en prenant un four, porté à une température uniforme et n'échangeant pas d'énergie avec le milieu extérieur. Lorsqu'un rayonnement règne dans un espace, une certaine énergie est localisée dans chaque volume de cet espace.

Nous désignerons par $E(\lambda)\, d\lambda$ l'énergie localisée dans 1 cm^3 de l'intérieur d'un corps noir entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$.

Pour observer ce rayonnement, pratiquons une petite ouverture de 1 cm^2 par exemple dans la paroi du corps, une partie du rayonnement pourra ainsi sortir du four et être observée. Nous désignerons par $e(\lambda)\, d\lambda$ l'énergie rayonnée en une seconde par cette ouverture de 1 cm^2 de base dans toutes les directions.

On a :

$$e(\lambda) = \frac{c}{4} E(\lambda)$$

où c désigne la vitesse de la lumière.

L'expérience et la théorie montrent que le spectre d'un corps noir est continu et que $e(\lambda)$ et par conséquent $E(\lambda)$ ne dépendent que de la longueur d'onde et de la température T mais non de la nature du corps noir considéré. Un corps noir est donc caractérisé par sa température.

Pour les petites longueurs d'onde, l'énergie $e(\lambda)$ est nulle, elle augmente d'abord avec la longueur d'onde, passe par un maximum, puis tend vers zéro lorsque la longueur d'onde croît indéfiniment.

Le calcul basé sur la théorie des quanta et le théorème de Boltzmann et confirmé par l'expérience montre que $e(\lambda)$ est donné par la formule :

$$e(\lambda) = \frac{cE(\lambda)}{4} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT}\frac{1}{\lambda}} - 1}$$

où k est la constante des gaz parfaits, et h la constante de Planck.

Si λ est exprimé en centimètres la formule s'écrit :

$$e = \frac{3{,}70\ 10^{-5}}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{1{,}432}{\lambda T}} - 1}$$

Si la température s'élève, l'énergie correspondant à une longueur d'onde quelconque augmente également. L'énergie totale rayonnée par 1 cm² de surface

du corps noir est proportionnelle à la quatrième puissance de la température :

$$e = \sigma T^4$$

où

$$\sigma = 5{,}71 . 10^{-5} \text{ C. G. S.}$$

L'énergie totale localisée dans 1 cm³ de l'intérieur du corps noir est donc :

$$E = aT^4$$

ou

$$a = \frac{4}{c} \sigma = 0{,}76 . 10^{-14}$$

En même temps que la température s'élève le maximum d'énergie recule vers les courtes longueurs d'onde. Si λ_M est la longueur d'onde de ce maximum, le produit λ_M T est constant :

$$\lambda_M T = 2{,}886 . 10^7$$

λ_M étant exprimé en angströms et T en degrés absolus.

En résumé, si la température s'élève, d'une part l'énergie totale rayonnée par le corps noir augmente rapidement, d'autre part la proportion relative d'énergie des courtes longueurs d'onde dans le spectre du corps noir va en augmentant.

Un corps à 2.000° a son maximum d'énergie dans l'infrarouge (cas de certains fours de nos laboratoires), à 6.000° le maximum est dans le jaune (c'est le cas du Soleil), à 10.000°, il est dans le violet et l'ultraviolet (étoiles chaudes), enfin à 20.000° il est dans l'ultra-violet lointain (c'est, comme nous le verrons, le cas des étoiles associées aux nébuleuses par émission).

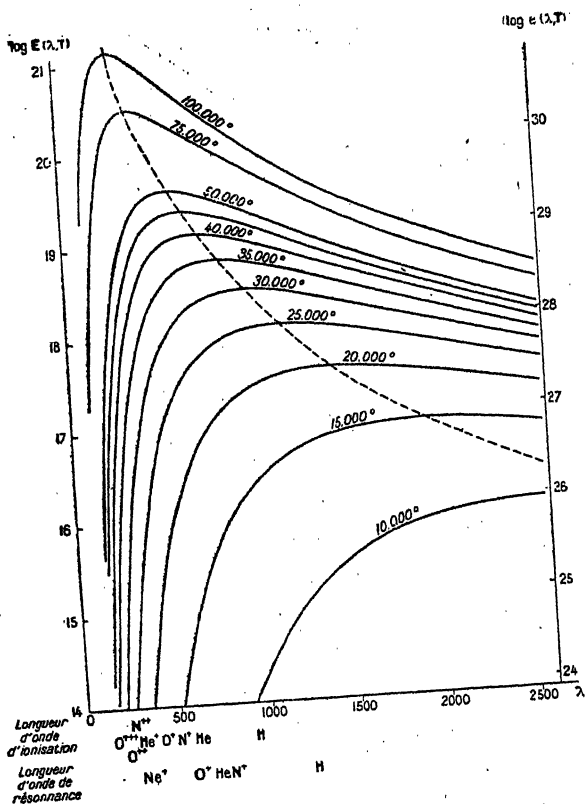



Fig. 6. — Courbes de rayonnement du corps noir de température T dans l'ultra-violet.

On a inscrit en abscisses les longueurs d'ondes en angströms et en ordonnées log E (λ, T) (échelle de gauche) et log *e* (λ, T) (échelle de droite).

E (λ, T) $d\lambda$ est la densité d'énergie entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ dans une enceinte en équilibre isotherme à la température T et *e* (λ, T) $d\lambda$ l'énergie rayonnée dans toutes les directions par une surface de 1 cm² du corps noir.

E et *e* sont exprimés en unités C. G. S. (par conséquent $d\lambda$ en cm).

On a fixé au bas de la figure les longueurs d'ondes λ correspondant aux potentiels d'ionisation et de résonance V de quelques corps présents dans les nébuleuses par émission.

Ces longueurs d'onde sont définies par : $eV = \frac{hc}{\lambda}$.

Les photons. — Au lieu de caractériser un rayonnement lumineux par sa longueur d'onde λ, on peut le représenter par sa fréquence ν, c'est-à-dire par le nombre de vibrations dans l'unité de temps. Ces quantités sont liées par la relation :

$$c = \lambda\nu$$

où c est la vitesse de la lumière :

$$c = 300.000 \text{ kmsec}^{-1}$$

Au lieu de la fréquence, on considère quelquefois le nombre d'ondes par centimètre $\frac{1}{\lambda}$.

La physique moderne nous apprend que les ondes lumineuses sont assimilables à des grains d'énergie appelés photons, se propageant avec la vitesse c.

Elle nous enseigne aussi qu'un photon lumineux de fréquence ν transporte une énergie E proportionnelle à sa fréquence :

$$E = h\nu$$

h est la constante de Planck dont la valeur est :

$$h = 6{,}55 . 10^{-27} \text{ C. G. S.}$$

Les divers phénomènes observés, concernant les échanges d'énergie entre la matière et le rayonnement, montrent, en effet, que lorsqu'un élément d'énergie lumineuse, un photon comme nous l'avons appelé, disparaît ou apparaît, on trouve une compensation énergétique, conformément aux lois précédentes, c'est-à-dire sous forme de l'apparition ou de la disparition d'une énergie égale à $h\nu$, ν étant la fréquence du photon.

Échange d'énergie entre un photon et un électron. — Nous rencontrerons de nombreux cas où l'énergie laissée libre par la disparition d'un photon de fréquence ν se trouve sous forme d'énergie cinétique d'un électron, ou réciproquement. La vitesse v de l'électron est alors donnée en vertu du résultat précédent par l'égalité :

$$1/2\ mv^2 = h\nu$$

où m est la masse de l'électron :

$$m = 9{,}02.10^{-28}\ \text{gr}$$

le premier membre représente en effet l'énergie E de l'électron.

D'ordinaire, on représente l'énergie d'un électron, non par son énergie cinétique $1/2\ mv^2$, ni même par sa vitesse v, mais par la chute de potentiel V qu'il est nécessaire de lui faire subir pour lui communiquer cette vitesse v. V est défini par :

$$eV = 1/2\ mv^2$$

ou e est la charge de l'électron :

$e = 4{,}774\ 10^{-10}$ unités électrostatiques C. G. S.

ou

$e = 1{,}591.10^{-20}$ unités électromagnétiques C. G. S.

ou encore

$e = 1{,}533.10^{-19}$ coulomb

la connaissance de V est équivalente à celle de E ou de v. Aussi exprime-t-on l'énergie d'un électron au moyen de V. Si on exprime V en volts, l'unité

d'énergie ainsi adoptée est l'électron-volt, c'est l'énergie communiquée à un électron qui a subi une différence de potentiel de 1 volt. On passe sans difficulté de V à E ou à v puisque e et m sont connus. Voici la valeur de l'électron-volt en C. G. S. :

$$1 \text{ électron-volt} = 1{,}593 . 10^{12} \text{ erg.}$$

La vitesse d'un électron qui a pour énergie 1 électron-volt est 595 kmsec^{-1}.

Si un photon de fréquence ν disparaît, l'électron qui a absorbé son énergie a acquis une énergie V électron-volts donnée par :

$$eV = h\nu$$

c'est-à-dire :

$$V = 4{,}180 . 10^{-15}\,\nu \quad \text{ou} \quad V = \frac{1{,}23 . 10^{4}}{\lambda}$$

la fréquence ν étant exprimée en sec^{-1}, λ en angströms et V en volts.

De même, si un électron perd une partie V électron-volts de son énergie, on voit apparaître un photon de fréquence :

$$\nu = 0{,}814 . 10^{4}\ V$$

ou de longueur d'onde :

$$\lambda = \frac{1{,}23 . 10^{4}}{V}\ \text{Å}$$

L'effet photo-électrique. — Citons pour préciser, le phénomène le plus simple qui a permis d'établir la relation énergétique entre un rayonnement lumineux et un électron : l'effet photo-électrique.

Lorsqu'on fait tomber un rayonnement ultra-

violet sur une surface métallique, on observe, si le rayonnement est de fréquence assez élevée, une émission par la surface d'électrons, appelés photo-électrons. Cette émission, dite effet photo-électrique, obéit à certaines lois qui mettent bien en évidence les relations que nous venons de signaler.

Pour expulser les électrons du métal, il faut leur fournir une certaine énergie a, ces électrons sont en outre animés à leur sortie du métal d'une énergie cinétique eV, où V est le potentiel nécessaire pour les arrêter.

On constate expérimentalement la relation :

$$h\nu = a + eV$$

c'est-à-dire :

L'énergie d'expulsion a d'un électron, augmentée de son énergie eV à la sortie, est proportionnelle à la fréquence ν du rayonnement incident, le coefficient de proportionnalité étant la constante de Planck h, En vertu du principe de conservation de l'énergie. l'énergie d'un photon de fréquence ν est donc $h\nu$.

Montrons comment cela se traduit expérimentalement :

Tant qu'on n'envoie sur la surface métallique qu'un rayonnement de trop faible fréquence, n'atteignant pas la limite :

$$\nu_0 = \frac{a}{h}$$

aucun effet photo-électrique n'a lieu.

A partir du moment où la fréquence du rayonnement incident dépasse ν_0, on observe des photo-électrons dont la vitesse, c'est-à-dire l'énergie, dépend non de l'intensité du rayonnement incident, mais de

sa fréquence ν conformément à la loi que nous avons énoncée.

L'exemple précédent est particulièrement intéressant pour l'exposé que nous avons en vue, car nous rencontrerons dans les nébuleuses un phénomène analogue : expulsion d'un électron non d'un métal, mais d'un atome par absorption d'un photon. Dans ce cas a représente l'énergie nécessaire à l'expulsion de l'électron d'un atome.

Il existe d'autres phénomènes où la même loi s'est manifestée : chaque fois qu'un élément d'énergie d'un rayonnement de fréquence ν disparaît ou apparaît, une énergie de valeur $h\nu$ apparaît ou disparaît.

LA SPECTROSCOPIE STELLAIRE

Nature des spectres stellaires. — Nous n'avons pas pour but d'écrire un livre de spectroscopie stellaire, nous nous bornerons donc à une esquisse des principaux résultats concernant les spectres stellaires et à l'exposé de ce qui est nécessaire à une étude plus approfondie des spectres nébulaires.

Les étoiles se composent d'un noyau qui émet un spectre continu, et d'une atmosphère de température plus basse que le noyau qui absorbe sélectivement les radiations des corps qui la composent.

Aussi les spectres stellaires sont-ils, en général, des spectres continus coupés de raies d'absorption.

On a pu identifier presque toutes les raies d'absorption présentes dans les spectres stellaires comme provenant de corps connus.

Classification spectrale. — L'étude de ces spectres a

permis de les classer en une suite continue de types désignés par des lettres.

La série principale, qui comprend la très grande majorité des étoiles, se compose des types :

B A F G K M

De deux types spectraux, celui qu'on appelle le plus « avancé » est celui qui est le plus à droite dans la liste précédente.

La définition de ces types réside essentiellement dans l'identification des raies d'absorption.

Dans les étoiles d'un type donné, on trouve des raies appartenant à divers corps, mais presque toujours un corps est prédominant et permet de fixer le type spectral de l'étoile :

Type spectral	B	A	F
Caractère général	Etoiles à hélium.	Etoiles à hydrogène.	Etoiles à calcium.
Corps présents	He prédominant. H, Si, C, O faibles.	H série de Balmer intense. He cesse d'être présent à A2.	H encore intense. Métaux neutres. Ca intense.

Type spectral	G	K	M
Caractère général	Etoiles de type solaire.	Spectre des taches solaires.	Bandes de l'oxyde de titane.
Corps présents	Métaux neutres. H encore présent. Ca^{+} intense.	Maximum de Ca^{+}. Bandes moléculaires.	

Les types précédents constituent la série principale. Il existe d'autres types spectraux : à partir du type K, la série principale se prolonge vers la droite en se divisant

$$K \begin{array}{l} \nearrow M \\ \rightarrow R — N \\ \searrow S \end{array}$$

Les étoiles R et N présentent les bandes des hydrocarbures, on peut les appeler étoiles à atmosphère réductrice. Les étoiles S contiennent de l'oxyde de zirconium, leurs atmosphères sont oxydantes. Ces étoiles sont assez rares.

Enfin, à gauche de la série principale, on place d'autres étoiles dont le type est désigné par O, qu'on appelle étoiles Wolf Rayet, dont le principal caractère est de présenter des bandes brillantes larges sur un fond continû faible, avec parfois quelques raies d'absorption de l'hélium ionisé.

Enfin, à gauche du type O, on plaçait autrefois les étoiles de types P et Q qui ne sont autres que des nébuleuses par « émission » présentant en émission les raies de l'hydrogène et du nébulium.

Chaque type se divise en sous-types désignés par des numéros de 0 à 9 que l'on ajoute à la lettre du type. Par exemple le soleil est une étoile G4.

Il y a continuité entre les types spectraux, en ce sens que lorsqu'on examine une série de spectres de B0 à K7 on constate une suite de modifications insensibles.

Lorsque le spectre présente des raies d'émission, on fait suivre sa désignation de la lettre *e*. Lorsque le spectre présente des particularités, la désignation

est précédée de la lettre *p*. Enfin les étoiles de chaque type se subdivisent en naines, désignées par le préfixe *d* (de l'anglais dwarf) et en géantes désignées par le préfixe *g*.

Les supergéantes sont désignées par le préfixe *c*.

Températures moyennes. — Nous n'approfondirons pas davantage l'étude des spectres stellaires d'absorption qui ne fait pas l'objet de ce livre, mais nous exposerons ce que l'on sait des fonds continus des spectres et des températures correspondantes moyennes de chaque type.

Entre les raies d'absorption, on observe un spectre continu d'émission. On interprète ce résultat pour les étoiles, comme on l'a fait pour le soleil, en admettant que le spectre continu est émis par la surface de l'étoile appelée photosphère, qui est à haute température. Cette surface est entourée d'une atmosphère à température plus basse et les rayons lumineux de la photosphère ne nous parviennent qu'après traversée de cette atmosphère, les raies d'absorption sont le résultat de cette traversée.

Ainsi le fond continu provient de la photosphère et la composition chimique des étoiles déduite des raies d'absorption est celle de l'atmosphère.

On a pu étudier la distribution de l'énergie du fond continu des spectres stellaires, on a trouvé une courbe d'énergie en fonction de la longueur d'onde présentant un maximum dépendant du type spectral.

A mesure qu'on avance dans la série spectrale ce maximum se déplace du bleu vers le rouge. On a du reste constaté depuis longtemps que le type spectral s'accompagne d'une coloration des étoiles :

Type	Couleur
O et B........	Bleu
A..............	Blanc
F, G...........	Jaune
K	Rouge
M, R, S, N....	Rouge rubis

On a comparé les courbes de l'énergie de fond continu des spectres stellaires à celles d'un corps noir d'une température T à déterminer. Nous ne pouvons exposer dans ses détails les difficultés de cette comparaison, disons simplement que la température décroît lorsqu'on avance dans la série de 0 à M comme le montre le tableau ci-dessous :

0 25.000° à 30.000°	B8 13.500°	F0 7.500°	K0 4.000°
B0 20.000°	A0 10.000°	F5 7.000°	K3 3.500°
B3 17.000°	A3 9.000°	G0 5.600°	K5 3.000°
B5 15.000°	A5 8.400°	G5 5.000°	M, S, R, N 3.000°

Ces températures sont confirmées par des théories plus complexes sur l'état d'ionisation des atmosphères stellaires.

Pour ce qui concerne les nébuleuses, nous aurons simplement à retenir que les étoiles des premiers types (0 et B) émettent plus de radiations bleues, violettes et ultra-violettes que celles des types suivants.

Indice de coloration des étoiles

On traduit numériquement la couleur d'un astre par un nombre appelé indice de coloration et qui est ainsi défini :

Lorsqu'on définit la magnitude d'une étoile, il faut

préciser quel est le récepteur employé pour la mesure et le domaine spectral dans lequel on mesure l'intensité.

Lorsque le récepteur est l'œil (domaine spectral 3.900 à 8.000° Å), la magnitude est dite visuelle et notée m_v.

Lorsque le récepteur est la plaque photographique ordinaire utilisée avec un instrument à optique de verre, le domaine spectral va de 3.600 à 5.000 Å et la magnitude est dite photographique et notée m_p.

On appelle indice de coloration d'un astre la différence

$$c = m_p - m_v$$

entre ses magnitudes photographique et visuelle.

Les échelles des deux sortes de magnitudes sont choisies de telle manière que les indices de coloration des étoiles A0 voisines du pôle nord soient nulles.

L'indice de coloration correspond grossièrement à la couleur.

Couleur	Limites de l'indice
Bleu	— 0,4 à 0
Blanc ...	0 à + 0,4
Jaune ...	+ 0,4 à + 0,8
Rouge ..	+ 0,8 à 2

L'indice de coloration d'une étoile est en étroite corrélation avec son type spectral comme le montre le tableau ci-dessous qui donne l'indice de coloration moyen correspondant aux divers types spectraux.

Type spectral	Indice de couleur
—	—
O	— 0,4
B0	— 0,3
B5	— 0,2
A0	0
A5	+ 0,2
F0	+ 0,4
F5	+ 0,6
G0	+ 0,8
G5	+ 1,2
K0	+ 1,5
K5	+ 2,0
M	+ 2,2

Cette corrélation entre le type spectral et l'indice de couleur permet de déterminer d'une manière approchée, mais rapide, les types spectraux des étoiles d'un champ stellaire. Il suffit pour cela de déterminer d'une part leurs magnitudes photographiques par photographie directe sur plaques ordinaires, d'autre part leurs magnitudes visuelles. Par différence, on en déduit l'indice puis le spectre.

Il existe d'autres catégories d'indices de couleur. D'une manière générale on appelle indice la différence des magnitudes d'une étoile pour deux régions du spectre.

$$C_{\lambda_1}^{\lambda_2} = m_{\lambda_2} - m_{\lambda_1}$$

m_{λ_2} et m_{λ_1} désignant les magnitudes correspondant aux longueurs d'onde λ_2 et λ_1.

Il y a autant d'indices que de couples de récepteurs utilisés pour mesurer m_{λ_2} et m_{λ_1}. On emploie souvent les magnitudes photographiques m_p et les magnitudes photovisuelles m_{pv}. Ces dernières sont obtenues par photographie sur une plaque orthochromatique à

travers un écran jaune, elles sont voisines des magnitudes visuelles m_v.

Depuis quelque temps, on a utilisé pour mesurer les indices, la cellule photo-électrique devant laquelle on dispose successivement deux écrans colorés.

Identification des éléments dans les étoiles. — Nous avons dit qu'on caractérise un spectre stellaire par ses raies d'absorption. Le problème s'est vite posé de savoir quels étaient les corps chimiques qui provoquent ces raies.

Exposons d'abord le cas du soleil qui est l'étoile la mieux connue parce que la plus proche de nous.

La table la plus complète du spectre solaire contient 22.000 raies d'intensités très inégales.

Toutes les raies intenses sont identifiées à des raies de corps simples. Les raies d'importance moyenne et les raies très faibles ne sont pas toutes identifiées. Au total sur les 22.000 raies précitées, 12.000 soit 55 % sont identifiées. On a l'espoir de reconnaître les autres par la suite. Sur un spectre de raies si dense, on hésite d'ailleurs parfois entre plusieurs identifications possibles et on en apprend tous les ans de nouvelles. Nous avons dit dans l'introduction que les raies de l'hélium avaient été vues dans le spectre solaire avant que ce corps fut reconnu et isolé en laboratoire.

On connaît approximativement les proportions des divers éléments.

L'élément le plus abondant est l'hydrogène, après lequel vient l'oxygène, puis l'hélium, enfin les métaux comme le calcium ionisé, le fer...

On trouve dans le soleil quelques composés comme CN, C, OH, CH, NH...

Seuls 22 éléments sont absents sur le soleil, ce sont

des éléments lourds, l'or, l'osmium, l'iridium, et les métalloïdes, le chlore, le brome, l'iode, le phosphore, l'arsenic.

Dans les spectres stellaires, comme dans le spectre solaire, on a identifié toutes les raies intenses et presque toutes les raies observées.

Tous les corps simples ont été trouvés et quelques corps composés aussi (oxyde de titane, hydrocarbures, oxyde de zirconium). La spectroscopie stellaire ne pose, en ce qui concerne les identifications, que des problèmes secondaires pour l'instant et dont on apprend progressivement les solutions.

LES SPECTRES DES NÉBULEUSES

Spectres des nébuleuses extra-galactiques. — Les spectrographes ont été vite tournés vers les nébuleuses. La spectroscopie a permis d'abord de reconnaître la structure stellaire des nébuleuses extra-galactiques, car leurs spectres apparaissent comme composites. Ils sont formés de la superposition de spectres stellaires dans des proportions analogues à celles de notre voie lactée. Ce spectre correspond à peu près au type *d*G3, on l'a appelé parfois spectre de galaxie synthétique. Ceci confirme la structure stellaire de ces nébuleuses.

Dans les spectres des nébuleuses extra-galactiques on a identifié les raies H et K du calcium ionisé, quelques raies de l'hydrogène, la bande G du cyanogène et une raie de fer.

Cette identité de composition chimique de tous les corps célestes a été aperçue et généralisée dès le début de la spectroscopie.

Spectres des nébuleuses galactiques. — La spectrographie a permis de classer les nébuleuses galactiques en deux catégories :

Les nébuleuses présentant un spectre continu coupé de raies d'absorption, appelées nébuleuses par réflexion.

Les nébuleuses présentant des raies d'émission avec ou sans spectre continu faible, appelées nébuleuses par émission.

Les nébuleuses par réflexion sont toutes des nébuleuses galactiques irrégulières..

Les nébuleuses par émission sont soit des nébuleuses galactiques irrégulières, soit des nébuleuses planétaires.

Dans les nébuleuses par réflexion, on reconnaît les mêmes raies d'absorption que dans les étoiles, raies identifiées pour la plupart.

Dans les nébuleuses par émission, on observe des raies de l'hydrogène, de l'hélium, de l'oxygène, de l'azote.

Mais 50 % de raies les plus intenses n'ont pu être reconnues.

Parmi celles-ci figurent les raies :

N_1 de longueur d'onde 5.007 Å
N_2 — 4.959 Å

On a également observé des raies de longueur d'onde :

Å	Å
4.363	3.869
3.967	3.729

dont l'origine n'a pas, dès l'abord, pu être connue.

Il importe de se rendre compte que, si bien des

raies des spectres stellaires n'ont pas encore été identifiées, il s'agit toujours de raies faibles et très mélangées que l'on identifie progressivement à condition de compulser des listes spectrales assez complètes.

Dans le cas des nébuleuses, ce sont au contraire les raies inconnues qui sont, en général, les plus intenses. Ceci, joint à l'aspect si particulier des nébuleuses galactiques, a conféré une importance particulière au problème des spectres nébulaires.

Ne pouvant identifier dès l'abord les raies des nébuleuses, les astronomes les ont attribuées à un corps inconnu en laboratoire, qu'ils appelèrent nébulium.

Nous ne citerons pas toutes les hypothèses qui furent proposées à ce sujet. Le problème du nébulium est maintenant résolu, il est lié à celui que nous posions à la fin du précédent chapitre : par quel mécanisme les nébuleuses émettent-elles leur lumière ?

Avant d'exposer la réponse à ces deux questions, nous devrons quitter le ciel et nous reviendrons au laboratoire et surtout à la physique théorique. C'est en effet par l'étude des spectres observés près de nous que nous avons pu connaître le mécanisme de l'émission et de l'absorption des raies et comprendre ainsi ce qui se passait dans les espaces interstellaires.

CHAPITRE III

LES NÉBULEUSES PAR RÉFLEXION

Étoiles excitatrices d'une nébuleuse. Lois de Hubble. — Pendant longtemps l'explication de l'origine de la lumière émise par les nébuleuses resta du domaine de l'hypothèse.

Ce problème entra dans une phase nouvelle à la suite de plusieurs remarques fondamentales faites en 1922 par l'astronome américain HUBBLE.

Une première remarque est la suivante :

Toute nébuleuse gazeuse est accompagnée d'une ou plusieurs étoiles qu'elle entoure généralement. On constate en outre qu'une même nébuleuse émet inégalement dans ses diverses parties, elle est plus brillante au voisinage des étoiles qui l'accompagnent et moins lumineuse loin de ces étoiles.

De là à conclure que la lumière émise par les nébuleuses provient de l'illumination de la matière nébulaire par les étoiles associées à la nébuleuse, il n'y a qu'un pas. Nous allons voir qu'il en est bien ainsi, et nous préciserons le processus de cette illumination.

Ces étoiles qui provoquent l'illumination de la

nébuleuse s'appellent étoiles excitatrices ou étoiles associées.

Rappelons que l'étude des spectres nébulaires permet de classer ces astres en deux catégories :

Les nébuleuses à spectre continu, dont le spectre comprend, comme celui des étoiles, un fond continu coupé de raies noires d'absorption. Nous les avons qualifiées de nébuleuses par réflexion. Ce sont celles que nous étudions dans le présent chapitre.

Les nébuleuses dont le spectre présente des raies brillantes isolées, parfois accompagnées d'un fond continu très faible. Nous avons appelé ces nébuleuses : nébuleuses par émission.

Une seconde remarque importante, faite également par Hubble, est la suivante : les étoiles associées aux nébuleuses par réflexion sont de type B1 ou plus avancé, c'est-à-dire B1, B2... A, F, G, K, M, leur température est donc inférieure à celle qui correspond au type B0 qui est environ 20.000°.

Les étoiles associées aux nébuleuses par émission sont au contraire de type B0 ou moins avancé, c'est-à-dire des types O ou B0. Elles ont des températures supérieures à 20.000°.

En général les nébuleuses par réflexion sont associées à des étoiles de type plus avancé que B3 et les nébuleuses dont l'étoile excitatrice est de type B1 ou B2, présentent souvent à la fois un spectre continu et de faibles raies d'émission.

Spectres des nébuleuses par réflexion. — Dans ce chapitre, nous étudierons les nébuleuses par réflexion, l'étude des nébuleuses par émission étant réservée à un autre chapitre.

Une remarque importante, faite pour la première

fois par Slipher et confirmée par les nombreuses recherches spectrographiques entreprises après lui sur ces nébuleuses, est la suivante :

Le spectre d'une nébuleuse par réflexion est presque identique à celui de l'étoile excitatrice. Lorsqu'il y a plusieurs étoiles excitatrices, le spectre de la nébuleuse varie selon les régions, il est le même que celui de l'étoile excitatrice la plus voisine. Précisons ce point :

Le spectre d'une nébuleuse par réflexion est continu et coupé de raies d'absorption. Les raies d'absorption sont les mêmes et présentent les mêmes intensités relatives que celles de l'étoile excitatrice.

Par contre, le spectre continu de la nébuleuse montre seulement une distribution d'intensité voisine de celle de l'étoile excitatrice.

Les comparaisons précises entre le fond continu du spectre nébulaire et celui de l'étoile excitatrice sont rares. Cependant Struve a remarqué que les nébuleuses qui entourent les pléiades sont un peu plus bleues que les étoiles excitatrices, mais très peu. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

Les nébuleuses par réflexion diffusent la lumière de l'étoile excitatrice. — Les remarques précédentes, et plus particulièrement la dernière, suggèrent l'hypothèse que les nébuleuses à spectre continu n'émettent pas par elles-mêmes, mais se bornent à renvoyer la lumière qu'elles reçoivent des étoiles excitatrices.

Nous montrerons que cette hypothèse est confirmée par d'autres résultats. Nous chercherons également à élucider le problème de la nature de ces nébuleuses par réflexion.

En effet cette réflexion de la lumière peut se produire de diverses manières :

Elle pourrait être produite par des atomes ou des molécules ; nous avons en effet près de nous l'exemple de l'atmosphère dont les molécules diffusent les rayons solaires dans toutes les directions, donnant ainsi naissance au fond bleu du ciel.

Elle pourrait être produite par des corps de surface étendue et continue analogues à la lune, aux planètes, qui diffusent la lumière incidente.

Elle pourrait aussi être produite par des particules plus grosses que des molécules, mais plus petites que la longueur d'onde de la lumière, qui diffuseraient la lumière comme le font les particules qui flottent dans l'atmosphère, étudiées par J. Duclos et Y. Rocard.

Nous montrerons plus loin que nous devons adopter cette dernière hypothèse. Pour l'instant, nous allons vérifier que les nébuleuses par réflexion diffusent la lumière des étoiles excitatrices.

Une première vérification consiste à étudier la corrélation entre les éclats des nébuleuses et ceux des étoiles excitatrices. Si une nébuleuse tire sa lumière de l'étoile excitatrice, elle doit être d'autant plus brillante que l'étoile excitatrice l'est elle-même.

Avant d'exposer cette vérification, nous devons définir la magnitude totale et la brillance d'une nébuleuse.

Magnitude totale et brillance d'une nébuleuse. — Nous avons défini la magnitude m d'un astre d'aspect ponctuel, comme une étoile, par :

$$m = -2,5 \log E$$

où E est l'éclat de cet astre,

Lorsqu'on étudie un astre de surface étendue, on peut définir un nombre analogue appelé magnitude totale.

La magnitude totale m d'une nébuleuse est donnée par la formule précédemment écrite, où E représente l'énergie lumineuse envoyée par l'ensemble de la nébuleuse.

On définit aussi la brillance d'une nébuleuse, c'est-à-dire son éclat par unité de surface apparente, en magnitude : on prend une unité de surface a, la seconde carrée par exemple surface d'un carré de la sphère céleste d'une seconde d'arc de côté, on désigne par e l'énergie lumineuse envoyée par une surface unité entourant un point de l'astre et on appelle brillance en magnitude par seconde carrée la quantité :

$$m = -2,5 \log e$$

Comme pour les étoiles, on définit des magnitudes totales et des brillances visuelles, photographiques... suivant le récepteur utilisé pour mesurer l'intensité lumineuse dans une région déterminée du spectre.

Relation entre l'extension d'une nébuleuse et la magnitude de l'étoile excitatrice. — Pour vérifier l'hypothèse faite précédemment, il faudrait montrer que l'éclat total d'une nébuleuse est proportionnel à celui de l'étoile excitatrice, c'est-à-dire que leur différence de magnitudes est constante.

Malheureusement, on ne dispose pas encore de bonnes mesures des magnitudes totales des nébuleuses, aussi ne peut-on faire une telle étude.

Mais on peut tenter la vérification projetée en étudiant la relation entre les dimensions des nébuleuses et l'éclat des étoiles excitatrices.

Nous supposerons que toutes les nébuleuses sont constituées de particules de même nature, distribuées dans chaque nébuleuse avec la même densité.

Soit E l'éclat absolu de l'étoile, c'est-à-dire l'éclat pour un observateur placé à un parsec de celle-ci, et B la brillance absolue de la nébuleuse en un point situé à R parsecs de l'étoile. Si la nébuleuse diffuse la lumière de l'étoile, B est proportionnel à E et varie comme $\frac{1}{R^2}$:

$$B = K \frac{E}{R^2}$$

K étant un coefficient qui ne dépend que des unités choisies, de la nature et de la densité des particules qui constituent la nébuleuse. Dans nos hypothèses, K est le même pour toutes les nébuleuses par réflexion.

Désignons par e, l'éclat apparent de l'étoile supposée à la distance d du soleil, par b la brillance apparente de la nébuleuse et par r la distance apparente du point considéré de la nébuleuse à l'étoile.

On a la relation géométrique :

$$r = \frac{R}{d}$$

et, E et e étant les éclats totaux de l'étoile :

$$e = \frac{E}{d^2}$$

A la distance d, la lumière envoyée par un volume donné de la nébuleuse est d^2 fois plus faible. Mais, pour définir b, on mesure la lumière émise par une surface d'une seconde carrée découpée dans la

nébuleuse à la distance d, on considère donc la lumière émise par un volume d^2 fois plus grand de la nébuleuse, on a donc :

$$b = B$$

En éliminant E, B, R, entre les quatre équations précédentes on obtient la relation entre les mesures apparentes :

$$b = K \frac{e}{r^2}$$

Soit a le rayon de la nébuleuse dans des conditions d'observation données. On définira par exemple a comme la distance extrême d'un point de la nébuleuse à l'étoile excitatrice, sur un cliché pris en une heure de pose avec un instrument donné.

A cette distance a, la brillance apparente b atteint une valeur b_0 qui est la plus petite brillance perceptible dans les conditions d'observation, on a ainsi :

$$b_0 = K \frac{e}{a^2}$$

Désignons par m la magnitude apparente de l'étoile excitatrice :

$$m = -2,5 \log e,$$

la relation précédente s'écrit :

$$m + 5 \log a = c$$

où c est une constante indépendante de la nébuleuse.

Or la figure 7 montre que la relation expérimentale entre les rayons a des nébuleuses et les magnitudes m des étoiles excitatrices se laisse bien représenter par :

$$m + 5 \log a = 11$$

a étant mesuré en minutes d'arc.

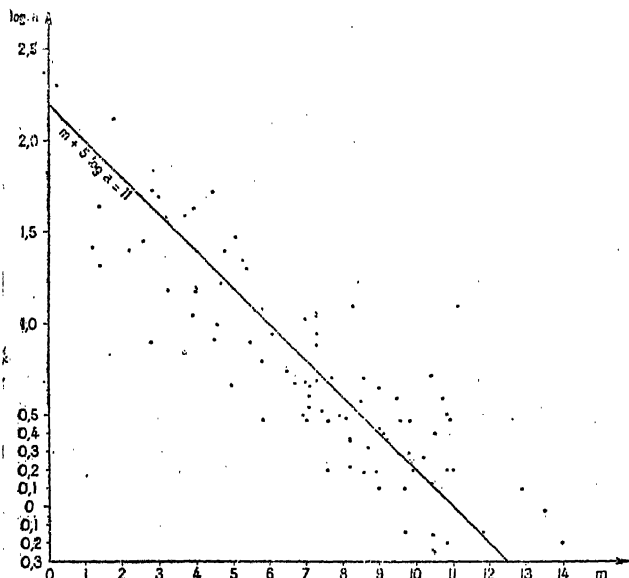



Fig. 7. — Relation entre l'extension d'une nébuleuse par réflexion et la magnitude de l'étoile excitatrice.

On a porté en abscisses m, magnitude apparente de l'étoile excitatrice et en ordonnées log a, où a désigne la distance maximum de l'étoile à laquelle on observe encore la nébuleuse au bout d'une heure de pose avec le télescope 150 cm du Mont-Wilson. a est exprimé en minutes d'arc.

On a tracé la courbe

$$m + 5 \log a = \text{constante}$$

que l'on doit obtenir si la lumière de ces nébuleuses est due à la diffusion de celle de l'étoile excitatrice.

Ceci vérifie l'hypothèse d'après laquelle la lumière de la nébuleuse provient d'une diffusion de celle de l'étoile excitatrice.

Indices de coloration des nébuleuses par réflexion. — Un moyen de comparer les spectres continus d'une nébuleuse et de son étoile excitatrice consiste à comparer leurs indices de coloration.

L'indice de coloration d'une nébuleuse se définit de la même manière que celui d'une étoile :

$$\text{i. c.} = m_p - m_v$$

m_p et m_v désignent les magnitudes totales de la nébuleuse.

On peut aussi définir l'indice de coloration en un point par la formule précédente, où m_p et m_v sont les brillances photographiques et visuelles en ce point.

Struve a déterminé les indices de coloration de quelques nébuleuses associées à des étoiles de types différents et a trouvé les résultats suivants :

Type de l'étoile excitatrice	Indice de l'étoile	Indice de la nébuleuse
B	— 0,2	— 0,4
F	+ 0,6	— 0,2
M	+ 2,2	+ 1,9

On voit que l'indice de coloration des nébuleuses dépend de celui de l'étoile excitatrice, mais que les nébuleuses sont un peu plus bleues que ces étoiles.

Polarisation de la lumière des nébuleuses par réflexion. — Enfin, un moyen de vérifier que les nébuleuses diffusent la lumière des étoiles, consiste à étudier la polarisation de leur lumière, car toute lumière réfléchie ou diffusée est partiellement polarisée.

Quelques nébuleuses par réflexion ont été étudiées ce point de vue.

Pour quelques-unes d'entre elles on a trouvé effectivement une polarisation radiale partielle d'environ 10 %, alors que pour d'autres la polarisation est très petite.

Ces résultats confirment l'hypothèse faite que les nébuleuses par réflexion diffusent la lumière de leurs étoiles excitatrices.

Les nébuleuses variables. — Quelques nébuleuses ont une brillance variable. On en connaît actuellement 6, on conçoit l'intérêt que présente leur étude pour la connaissance des nébuleuses. On a fait sur ces nébuleuses les constatations suivantes :

Les nébuleuses variables ont toutes la forme d'un angle aigu. Une étoile variable, ou supposée variable, se trouve au sommet de l'angle. Les nébuleuses variables sont toutes liées à des nappes de matière obscure qui les encadrent en partie.

Aucune corrélation certaine entre les variations de brillance de la nébuleuse et celles de l'étoile associée n'a été établie. On doit s'attendre à observer des zones d'intensité diverses partant de l'étoile excitatrice variable et se propageant dans la nébuleuse avec la vitesse de la lumière, mais aucune observation certaine de ce phénomène n'a été faite.

Absorption de la lumière par les nébuleuses par réflexion. — On peut s'attendre à ce que les particules qui composent les nébuleuses par réflexion affaiblissent la lumière des étoiles situées derrière elles.

Ces particules diffusent en effet la lumière de l'étoile excitatrice et c'est cette diffusion qui les rend visibles,

mais elles diffusent aussi la lumière des autres étoiles et par conséquent diminuent cette lumière.

Au chapitre suivant, nous étudierons en détail des nébuleuses obscures qui absorbent la lumière des étoiles placées derrière elles et qui sont du reste apparentées aux nébuleuses par réflexion. Nous verrons qu'il n'y a pas de différence de constitution entre les nébuleuses par réflexion et ces nébuleuses obscures. La seule différence entre elles réside dans le fait que les nébuleuses par réflexion contiennent des étoiles assez brillantes pour les rendre visibles par diffusion de leur lumière.

Pour l'instant, cherchons seulement si les nébuleuses par réflexion exercent une absorption.

Pour mettre une telle absorption en évidence, on compare le fond d'étoiles dans le champ de la nébuleuse et dans un champ voisin. Si la nébuleuse exerce une absorption sur la lumière des étoiles, on observera jusqu'à une magnitude limite donnée moins d'étoiles dans la nébuleuse que dans le champ de comparaison. Nous étudierons ce phénomène plus en détail au prochain chapitre. La recherche de l'obscuration produite par les nébuleuses par réflexion a été faite par Struve.

Sur 90 nébuleuses, 13 n'exercent aucune absorption, 25 exercent une absorption faible mais réelle, 36 une absorption importante et 11 une absorption presque totale.

On peut donc considérer comme établi que la matière nébulaire absorbe la lumière des étoiles.

Composition des nébuleuses par réflexion

Le problème posé. — Lorsqu'on eut constaté que les nébuleuses par réflexion nous renvoient la lumière

des étoiles excitatrices, on se demanda quel était le mécanisme de cette diffusion et quelle était la nature des particules qui composent les nébuleuses par réflexion.

Les travaux les plus importants sur ce sujet sont dus à O. Struve et nous nous bornerons à les résumer.

La diffusion n'est pas produite par des électrons libres. — Nous verrons plus loin que l'espace entre les étoiles, loin d'être vide, contient des particules absorbantes, des atomes et des molécules. Or, la matière de l'espace interstellaire se trouve en grande partie ionisée. Nous étudierons cette question au dernier chapitre, pour l'instant, ne retenons que ceci : l'espace interstellaire contient certainement des électrons libres qui ont été arrachés aux atomes interstellaires. De plus le soleil, et certainement aussi les étoiles, émettent des électrons qui vont peupler l'espace interstellaire.

Or, les électrons libres diffusent la lumière : si un faisceau lumineux traverse un espace où se trouvent des électrons, une partie de la lumière sera arrêtée par les électrons et renvoyée dans toutes les directions.

Si le faisceau incident est composé de lumière de diverses longueurs d'onde, la proportion de lumière ainsi diffusée est la même pour toutes les longueurs d'onde.

On s'est donc demandé si les nébuleuses n'étaient pas composées d'électrons libres. Une première objection se présente contre cette hypothèse : les électrons diffusant également toutes les longueurs d'onde, l'indice de couleur des nébuleuses devrait être le même que celui des étoiles excitatrices. Or, nous

avons vu que les nébuleuses sont un peu plus bleues que leurs étoiles associées.

De plus le nombre d'électrons nécessaires pour produire la diffusion observée dans les nébuleuses devrait être beaucoup trop considérable et ceci conduit à rejeter l'hypothèse d'une diffusion de la lumière nébulaire par des électrons.

Les nébuleuses par réflexion ne peuvent être composées d'atomes ou de molécules. — Lorsqu'un faisceau lumineux parallèle traverse un gaz exempt de poussières et d'impuretés, on observe qu'une partie de la lumière du faisceau est renvoyée dans toutes les directions. On dit que le gaz a diffusé une partie du faisceau.

Ce fait a été observé depuis longtemps et a été l'objet de nombreuses expériences. L'explication en a été donnée par Rayleigh. Les gaz sont composés, comme on sait, d'atomes ou de molécules, ceux-ci sont eux-mêmes composés de particules électrisées. Nous étudierons dans un chapitre prochain cette structure des atomes.

On sait d'autre part que le rayonnement lumineux est de nature électromagnétique.

L'onde électromagnétique lumineuse qui passe dans un gaz, modifie les mouvements des particules électrisées qui composent les atomes. Ces particules à leur tour émettent dans toutes les directions des ondes électromagnétiques lumineuses qui constituent la lumière diffusée par le gaz.

Les lois de la diffusion moléculaire déduites de la théorie électromagnétique, et vérifiées par l'expérience sont les suivantes :

Soit OA un rayon incident d'intensité I_0 qui ren-

contre une molécule O. Une partie du rayonnement se poursuit suivant OA, et le reste est renvoyé par A dans toutes les directions. Soit OM une direction quelconque faisant avec la direction initiale OA un angle θ appelé angle de diffusion, et I l'intensité diffusée dans cette direction OM. On appelle courbe de

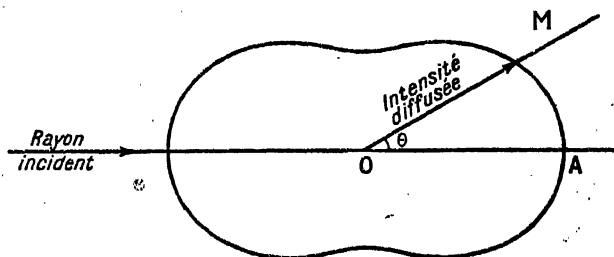



Fig. 8. — Diagramme de diffusion moléculaire

diffusion le lieu des points M obtenus en portant sur OM une longueur proportionnelle à $\frac{I}{I_0}$.

La courbe de diffusion moléculaire est représentée sur la figure 8, elle a pour équation :

$$\rho = 1 + \cos^2 \theta$$

L'intensité diffusée relative $\frac{I}{I_0}$ dépend de la longueur d'onde λ, elle est inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la longueur d'onde, en sorte que, par exemple, le bleu moyen est 10 fois plus diffusé que le rouge moyen.

Enfin la lumière diffusée par des atomes ou molécules est fortement polarisée.

La loi de diffusion moléculaire est appelée loi de Rayleigh, rappelons qu'elle n'est valable que pour des atomes ou des molécules. On sait que cette diffusion, permet d'expliquer la couleur bleue du ciel. Le rayonnement solaire dont la couleur moyenne est jaune, est en effet diffusé par les molécules qui composent l'atmosphère. Mais, comme les radiations bleues sont beaucoup plus diffusées que les radiations jaunes et surtout que les radiations rouges, la distribution de l'intensité spectrale de la lumière diffusée est fortement modifiée et présente un maximum très accentué dans le bleu.

On s'est demandé si la lumière des nébuleuses était due à la diffusion de la lumière de l'étoile excitatrice par des atomes ou des molécules qui composeraient la nébuleuse.

On a dû renoncer à cette explication. Le calcul montre en effet que, si la diffusion était conforme à la loi de Rayleigh, les indices de coloration des nébuleuses devraient être systématiquement plus petits d'une magnitude au moins que les indices des étoiles excitatrices.

Or nous avons vu que les indices des nébuleuses, s'ils sont inférieurs à ceux des étoiles associées, en diffèrent seulement de 0,6 magnitude environ.

Mais ces objections ne seraient pas décisives et appelleraient de nouvelles mesures d'indices des nébuleuses, si on n'avait une raison plus importante de rejeter les atomes et les molécules comme responsables de la luminosité des nébuleuses :

Une nébuleuse composée d'atomes donnerait dans

les spectres des étoiles placées derrière elle et dont la lumière les traverse, les raies d'absorption caractéristiques de ces atomes. On observe effectivement dans les spectres des étoiles lointaines des raies d'absorption provoquées par des atomes interstellaires, principalement de calcium et de sodium situés dans l'espace entre les étoiles et nous. Nous étudierons ces raies interstellaires au dernier chapitre. Signalons simplement ici que ces raies ne sont pas plus intenses dans les nébuleuses par réflexion que dans les autres régions, on ne peut donc pas attribuer les nébuleuses par réflexion à des condensations des atomes interstellaires.

Des atomes et des molécules sont sans doute présents dans les nébuleuses par réflexion, mais ne participent pas d'une manière appréciable à la diffusion de la lumière des étoiles excitatrices.

Les atomes et molécules ont des dimensions de quelques angströms ou quelques dizaines d'angströms, les mêmes considérations conduisent à rejeter l'hypothèse que les nébuleuses par réflexion sont composées de particules dont les dimensions sont inférieures à quelques centaines d'angströms.

Les nébuleuses ne sont pas non plus composées de grosses particules. — Une hypothèse très simple consisterait à admettre que les nébuleuses par réflexion sont constituées de corps relativement gros qui diffuseraient la lumière de l'étoile excitatrice comme la lune et les planètes diffusent la lumière solaire.

Sans même considérer des corps atteignant les dimensions des planètes on pourrait penser à des corps analogues à des bolides ou à des étoiles filantes.

Des considérations dynamiques conduisent à rejeter cette hypothèse : un calcul approché suffit en effet à montrer que, pour expliquer ainsi l'intensité lumineuse observée des nébuleuses, on serait conduit à attribuer à celles-ci des masses totales trop élevées.

Si les nébuleuses étaient composées de particules de plus de 1 mètre de diamètre, la masse de chaque nébuleuse serait supérieure à celle de la voie lactée tout entière.

Même si les nébuleuses étaient constituées par des particules de dimensions voisines de 1/10 de millimètre, elles auraient des masses assez grandes pour perturber d'une manière appréciable les mouvements des étoiles voisines, ce qui n'a pas été constaté.

Cependant, des particules de dimensions inférieures à 1/10 de millimètre ne prêtent plus tout à fait à l'objection précédente et pourraient à la rigueur constituer les nébuleuses par réflexion.

On peut malgré cela exclure à leur tour comme constituants des nébuleuses les particules dont les dimensions sont comprises entre 1/10 de millimètre et la longueur d'onde de la lumière soit 5.000 Å environ. En effet ces particules provoqueraient des effets de diffraction sur la lumière qui traverse la nébuleuse, et les étoiles placées derrière celle-ci devraient être entourées d'un anneau de diffraction que l'on n'observe pas.

Les nébuleuses par réflexion sont constituées par des particules de 1.000 Å de diamètre environ. — L'intervalle dans lequel peuvent être compris les diamètres des particules composant les nébuleuses par réflexion se trouve ainsi resserré : ces diamètres sont com-

pris entre quelques centaines et quelques milliers d'angströms.

Effectivement les recherches théoriques montrent que la luminosité des nébuleuses par réflexion est explicable par la diffusion de la lumière des étoiles excitatrices par des particules d'un diamètre voisin de 1.000 Å.

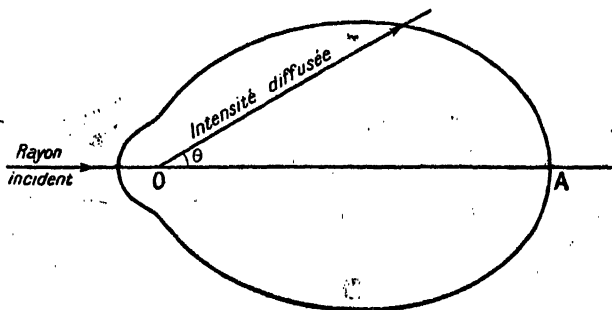



Fig. 9. — Diagramme de diffusion par des particules de 1.000 Å de diamètre

On peut en effet adopter une densité des nébuleuses en particules de cette nature assez basse pour ne pas produire d'effets dynamiques importants sur les étoiles voisines et suffisante cependant pour expliquer la brillance nébulaire observée.

D'autre part, on a pu étudier théoriquement la diffusion de la lumière par des particules de dimensions voisines de 1.000 Å. L'indicatrice de diffusion est représentée sur la figure 9. On voit qu'elle n'est pas symétrique par rapport à la perpendiculaire au

rayon incident, elle est fortement allongée dans la direction de ce rayon, l'intensité diffusée en avant du rayon étant 10 fois plus grande que l'intensité diffusée en arrière.

La diffusion est sélective, les rayons bleus sont plus diffusés que les rayons rouges, mais l'intensité diffusée ne varie pas en λ^{-4} comme dans la loi de Rayleigh, elle varie moins que dans cette loi, en sorte qu'on doit s'attendre à observer des indices de couleurs des nébuleuses plus faibles que ceux des étoiles excitatrices de quelques dixièmes de magnitude seulement, ce que l'on constate, en effet.

Jusqu'à plus ample informé, on considère les nébuleuses par réflexion comme constituées par des particules dont les diamètres, sans être peut-être, tous identiques, sont voisins de 1.000 Å.

Équilibre des particules nébulaires. — Nous avons signalé au début de ce chapitre que les étoiles excitatrices d'une nébuleuse par réflexion sont toujours de type plus avancé que B0. On peut se demander quelle est la raison de cette loi. Il semble étrange, en effet, que par suite du plus grand des hasards aucune étoile de type 0, ou B0, ne se trouve incluse dans une nébuleuse par réflexion. Comme les étoiles de ces types sont très lumineuses, elles illumineraient certainement la nébuleuse.

La raison de ce fait doit être cherchée dans l'équilibre des particules qui constituent ces nébuleuses.

Deux forces agissent sur les particules nébulaires : l'attraction newtonienne des étoiles incluses dans la nébuleuse et la pression de radiation exercée par la lumière de ces étoiles.

Si la masse de l'étoile excitatrice est assez grande

et si son éclat est assez faible, la pesanteur l'emportera sur la pression de radiation et la résultante de ces deux forces sera attractive et inversement proportionnelle au carré de la distance. Les particules nébulaires graviteront autour de l'étoile excitatrice comme les planètes autour du soleil et resteront ainsi au voisinage de cette étoile.

Si au contraire, la masse de l'étoile centrale est tellement faible ou sa luminosité tellement élevée, que la pression de radiation l'emporte sur la gravité, les forces auxquelles les particules seront soumises seront répulsives, les particules nébulaires s'éloigneront des étoiles excitatrices et on ne pourra observer de nébuleuse.

La question a été soumise au calcul et le résultat obtenu est le suivant :

Pour les étoiles de type B0 et moins avancé, la pression de radiation l'emporte nettement sur la pesanteur pour des particules de 1.000 Å de diamètre.

Le même effet a lieu encore, mais moins accentué pour les étoiles B et quelques étoiles A.

Au contraire pour les types plus avancés, c'est la pesanteur qui l'emporte.

On comprend ainsi pourquoi les nébuleuses par réflexion sont toujours associées à des étoiles de types plus avancés que B0 et on peut voir là une confirmation du diamètre de 1.000 Å attribué aux particules nébulaires.

CHAPITRE IV

LA MATIÈRE ABSORBANTE INTERSTELLAIRE ET LES NÉBULEUSES OBSCURES

L'absorption absolue dans l'espace interstellaire

La distribution apparente des nébuleuses extra-galactiques. — Nous avons signalé dans le premier chapitre que notre galaxie n'était pas seule de son espèce, il existe des galaxies analogues à la nôtre et extérieures à elle, appelées improprement nébuleuses. Pour les distinguer des nébuleuses galactiques, on ajoute à leur nom de nébuleuse l'adjectif d'extra-galactique qui leur est attribué à juste titre. On les appelle souvent nébuleuses spirales car la majorité d'entre elles présentent des bras en forme de spires. Le nom d'univers-îles leur est maintenant attribué.

Les nébuleuses extra-galactiques sont très nombreuses, on en compte actuellement 60 millions et leur caractère extra-galactique donne à penser que leur distribution est sans rapport avec l'orientation de la galaxie.

Si notre galaxie contenait des nuages de matière absorbant la lumière à des degrés divers, ces nuages dissimuleraient plus ou moins les astres situés der-

rière eux, aussi pourrait-on les mettre en évidence par l'étude de la distribution des nébuleuses extra-galactiques.

La figure 10 représente la distribution apparente des nébuleuses extra-galactiques observées jusqu'à la magnitude totale apparente 12,25. On voit que ces galaxies sont de moins en moins nombreuses à mesure qu'on s'approche du plan galactique. Elles sont même totalement absentes d'une zone qui est tracée sur la figure et qui est appelée zone d'absence.

En supposant ces nébuleuses distribuées au hasard dans l'espace extra-galactique, on est amené à cette conclusion qu'il existe dans notre galaxie des nuages absorbants concentrés vers le plan galactique.

Cette hypothèse est confirmée par le fait que les nébuleuses extragalactiques de toutes magnitudes apparentes, jusqu'aux plus faibles que nous ayons observées présentent la même répartition apparente.

Des dénombrements des nébuleuses extra-galactiques, on peut déduire des données sur la distribution de la matière absorbante galactique.

Supposons en première approximation que la matière absorbante soit distribuée uniformément entre deux plans parallèles au plan galactique, désignons par z_1 la distance du plan limite situé au nord du soleil et z_2 la distance du plan limite sud.

Lorsqu'un rayon lumineux se déplace dans un milieu absorbant de densité constante, l'intensité I de ce rayon est multipliée par un facteur constant K inférieur à 1 sur chaque parcours d'une longueur déterminée. Sur ce même parcours, la magnitude m est augmentée d'une constante égale à $-2{,}5 \log K$.

Nous désignerons par a l'augmentation de magni-

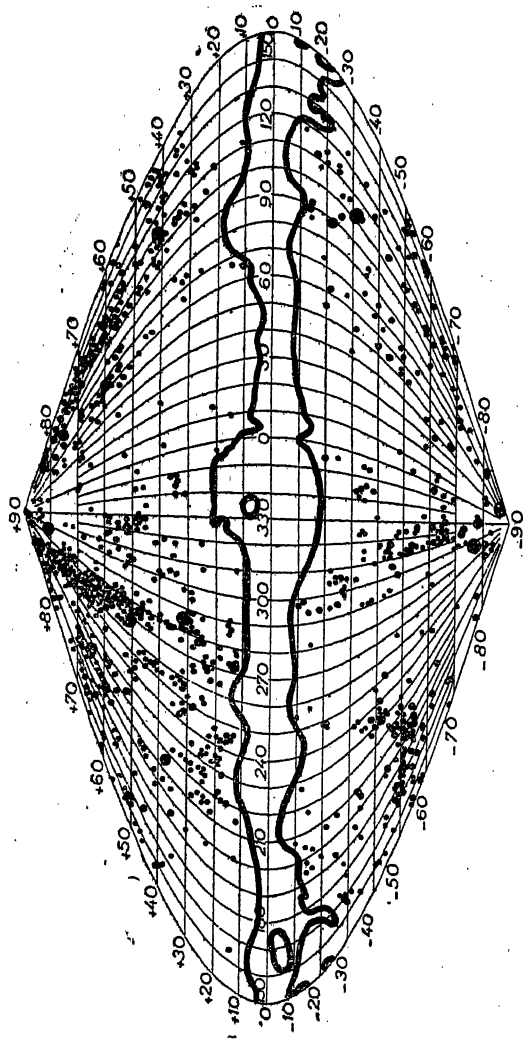



Fig. 10. — Distribution des nébuleuses extra-galactiques

On a reporté sur la sphère céleste, représentée en projection de Flamsteed galactique, les nébuleuses extra-galactiques jusqu'à la magnitude totale 12,9 incluse. Chaque nébuleuse est représentée par un point d'autant plus gros que la nébuleuse a une luminosité totale plus élevée.

On a tracé la zone d'absence qui entoure le plan galactique.

tude produite par la matière absorbante interstellaire sur un parcours de 1.000 parsecs (voir fig. 11).

Considérons un astre qui, en l'absence d'absorption,

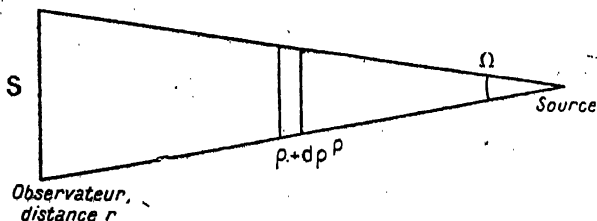



Fig. 11. — Effet de l'absorption interstellaire sur la magnitude apparente d'une source

Une source envoie l'énergie lumineuse E_0 dans l'angle solide Ω, entre les distances ρ et $\rho + d\rho$ l'énergie ε subit la diminution relative $K\,d\rho$:

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = -K\,d\rho$$

d'où

$$\varepsilon = E_0\,e^{-K\rho}$$

Cette énergie, à la distance r de l'observateur, se répartit sur la surface

$$S = \Omega r^2$$

elle est donc par unité de surface :

$$e = \frac{\varepsilon}{S} = \frac{E_0}{\Omega} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot e^{-Kr}$$

la magnitude apparente m, définie par

$$m = -2{,}5 \log e$$

est donc

$$m = -5 \log r + 2{,}5\,\mu K r + \text{constante}$$

où $\mu = 0{,}434...$ c'est-à-dire :

$$m = M - 5 \log r + a \frac{r}{1.000} - 5$$

M désignant la magnitude absolue (à 10 parsecs et sans absorption) et a l'absorption en magnitude pour 1.000 parsecs.

aurait la magnitude apparente m', soit r (en parsecs) le parcours effectué dans la matière absorbante par le rayon lumineux venant de cet astre, la magnitude observée m est :

$$m = m' + a \frac{r}{1.000}$$

Supposons l'astre extérieur à la matière absorbante, comme c'est le cas des nébuleuses extra-galactiques, soit b sa latitude en valeur absolue, on aura :

$$m = m' + \frac{az_1}{1.000} \text{ cosec } b \text{ (hémisphère galactique nord)}$$

$$m = m' + \frac{az_2}{1.000} \text{ cosec } b \text{ (hémisphère galactique sud)}$$

Supposons, ce que l'observation révèle exact, les nébuleuses extra-galactiques distribuées uniformément dans l'espace avec la densité δ. Pour simplifier le raisonnement, supposons-les toutes identiques entre elles, avec la même magnitude absolue M. Calculons le nombre $N'_{m'}$ de nébuleuses qu'on observerait jusqu'à la magnitude apparente totale m', en l'absence d'absorption, sur une surface donnée de la sphère céleste, un degré carré par exemple : ces nébuleuses sont à l'intérieur de la sphère de rayon r donné par :

$$m' - M = 5 \log r - 5$$

le nombre de ces nébuleuses est :

$$N'_{m'} = \frac{4}{3} \pi r^3$$

d'où :

$$\log N'_{m'} = 0{,}6\, m' + C$$

Calculons maintenant le nombre N_m de nébuleuses extra-galactiques effectivement observées jusqu'à la magnitude apparente m par degré carré, en tenant compte de l'absorption par la matière interstellaire : On a :

$$N_m = N'_{m'}$$

où

$$m = m' + \frac{az}{1.000} \operatorname{cosec} b$$

c'est-à-dire :

$$\log N_m = 0{,}6\, m - \frac{0{,}6\, az}{1.000} \operatorname{cosec} b + C$$

Si on dénombre les nébuleuses à diverses latitudes jusqu'à la même magnitude limite, on pourra représenter le nombre N (b) de ces nébuleuses à la latitude b par :

$$\log N\,(b) = \alpha \operatorname{cosec} b + \beta$$

où :

$$\alpha_1 = \frac{0{,}6\, az_1}{1.000} \text{ (hémisphère nord)}$$

$$\alpha_2 = \frac{0{,}6\, az_2}{1.000} \text{ (hémisphère sud)}$$

Les deux séries de valeurs de N (b) de la figure 12 sont bien représentées par la formule précédente avec :

$$\alpha_1 = 0{,}13 \qquad \alpha_2 = 0{,}17$$

on en déduit que l'hypothèse faite sur la distribution de la matière absorbante est acceptable et que :

$$az_1 = 217 \text{ (hémisphère nord)}$$
$$az_2 = 283 \text{ (hémisphère sud)}$$

Notons que les magnitudes *m* utilisées dans ces dénombrements sont photographiques.

La zone d'absence. — La décroissance progressive

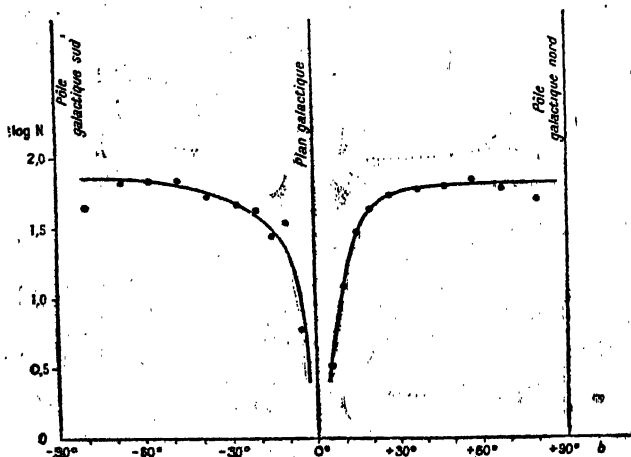



Fig. 12. — Dénombrements de nébuleuses extra-galactiques par latitude galactique

On a porté en abscisses les latitudes galactiques b de — 90° à + 90° et en ordonnées log N où N est le nombre de nébuleuses extralactiques dans un degré carré de la sphère céleste jusqu'à la magnitude 19.3.

On a tracé les courbes

$$\log N = \alpha \operatorname{cosec} b + \beta$$

qui représentent le mieux les données.

du nombre des nébuleuses spirales vers les basses latitudes galactiques devrait se poursuivre d'une manière continue jusqu'à la latitude 0° conformément à la loi en cosec b, si l'absorption était produite

par des particules comprises entre deux plans parallèles au plan galactique.

L'observation révèle au contraire que les nébuleuses extra-galactiques sont totalement absentes dans la zone d'absence tracée sur la figure 10.

Entre les latitudes — 10° et + 10°, la loi de distribution en cosec *b* n'est donc plus applicable.

On en déduit que des éléments absorbants nouveaux interviennent aux basses latitudes.

Ces éléments sont connus : ce sont les nuages obscurs, appelés encore nuages de Barnard du nom de l'astronome qui les a mis en évidence. Ces nuages sont des condensations de matière obscure, beaucoup plus denses que la matière absorbante répandue dans tout l'espace interstellaire. Ils sont concentrés vers le plan galactique, au point qu'un rayon lumineux venant de l'extérieur de la galaxie à une latitude inférieure à 20° rencontre à coup sûr un de ces nuages et se trouve presque complètement absorbé. On explique ainsi l'existence de la zone d'absence.

En résumé, la distribution apparente des nébuleuses extra-galactiques nous conduit à admettre l'existence dans la galaxie d'une couche de matière interstellaire absorbante répartie entre deux plans parallèles au plan galactique, et de nuages très absorbants, isolés, voisins du même plan.

Les amas stellaires. — Nous venons de mettre en évidence par les dénombrements de nébuleuses extra-galactiques l'existence d'une couche absorbante et de nuages absorbants.

Cherchons à vérifier ce résultat et à déterminer la constante *a* par l'observation d'astres galactiques.

La voie lactée contient des groupes stellaires appe-

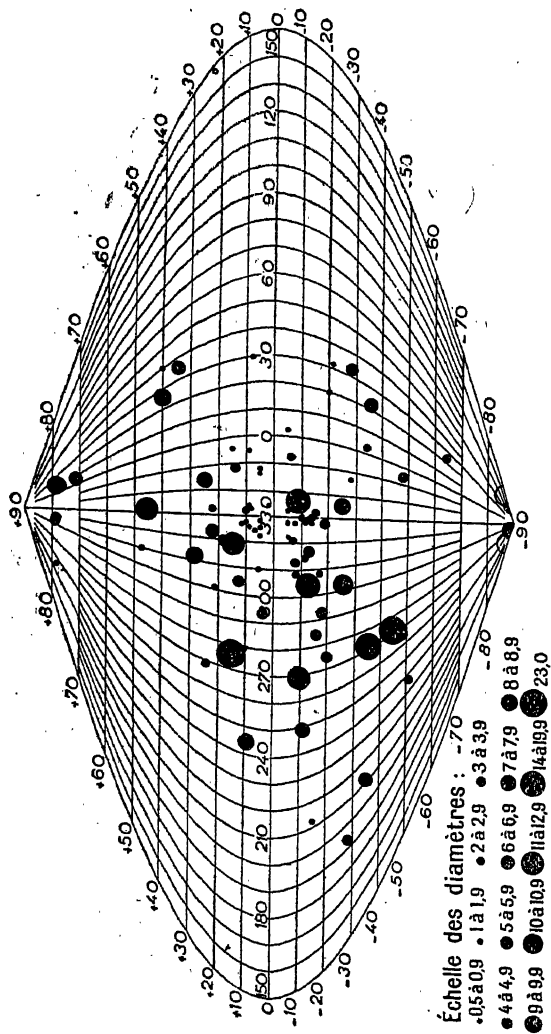



Fig. 13. — Distribution apparente des amas globulaires

On a reporté les 96 amas globulaires connus sur une projection de Flamsteed galactique. Chaque ama est représenté par un point proportionnel à son diamètre apparent.

lés amas, les étoiles qui les composent ont des mouvements parallèles dans l'espace et restent réunies par l'effet de leurs attractions mutuelles.

Ces amas d'étoiles se classent en deux catégories :

Les amas globulaires.

Les amas ouverts appelés encore amas galactiques.

Amas globulaires. — Les amas globulaires comprennent des dizaines de milliers et peut-être des centaines de milliers d'étoiles. Celles-ci sont réparties très régulièrement, ces amas présentent une symétrie sphérique ou axiale et la densité stellaire y décroît très régulièrement quand on s'éloigne du centre. Leurs dimensions sont de quelques dizaines de parsecs. Leurs distances s'échelonnent de quelques milliers à quelques dizaines de milliers de parsecs.

Ces amas sont liés à la voie lactée, mais sont peu concentrés vers le plan galactique, dont certains sont à des distances égales au rayon même de la galaxie dans ce plan. Ils constituent en quelque sorte des satellites de notre galaxie. L'étude de leur distribution apparente doit donc nous renseigner sur l'absorption de la lumière dans l'espace interstellaire au même titre que l'étude de la distribution des nébuleuses extra-galactiques.

Les amas globulaires sont peu nombreux, on n'en connaît que 96. La figure 13 représente leur distribution apparente sur la sphère céleste.

On voit que ces amas sont éloignés du grand cercle galactique, et qu'on n'en rencontre aucun dans la zone d'absence. Les amas globulaires confirment donc l'existence des nébuleuses obscures voisines du plan galactique, établie au moyen des nébuleuses extra-galactiques.

Si on étudie la distribution des amas globulaires en longitude, on constate leur concentration vers la longitude 330°, direction du centre de la galaxie, résultat qui établit la filiation de ces amas à la voie lactée.

Amas ouverts. — Les amas ouverts comprennent de quelques dizaines à quelques centaines d'étoiles, la distribution de celles-ci est peu régulière, et les étoiles des amas ouverts sont moins serrées que celles des amas globulaires. On distingue parmi eux des classes d'après les caractères de la distribution de leurs étoiles. Les dimensions des amas sont de quelques parsecs.

Les amas ouverts sont tous très rapprochés du plan galactique dont ils ne s'écartent pas de plus de 100 parsecs, ils sont donc à l'intérieur de la couche absorbante. Leurs distances varient d'une centaine de parsecs pour les plus proches (les Hyades, les Pléiades, Præsepe) à quelques milliers de parsecs pour les plus éloignés (amas du Cocher, Messier 11).

La situation des amas ouverts à l'intérieur de la couche absorbante jusqu'à des distances de nous atteignant 5.000 parsecs les désigne particulièrement pour une étude de cette couche.

Pour mesurer les distances des amas on dispose de divers procédés, deux de ces procédés retiendront notre attention, car l'un est influencé par l'absorption interstellaire, alors que l'autre ne l'est pas. La comparaison des résultats obtenus par l'un et l'autre de ces deux procédés nous renseignera donc sur l'absorption.

Nous supposerons que les amas ouverts d'une même classe sont identiques entre eux, cela n'est vrai qu'en moyenne mais nous sommes en droit de suppo-

ser qu'il n'existe pas de corrélation entre les caractères intrinsèques des amas et leurs distances au soleil.

Supposons donc que les amas ont tous le même diamètre D en parsecs, la distance r d'un amas de diamètre apparent d radians est alors donnée par :

$$r = \frac{D}{d}$$

le diamètre apparent d'un amas est facilement mesurable sur un cliché de l'amas, on peut donc connaître les distances r des amas à un facteur près. On détermine ce facteur au moyen des amas proches dont on connaît la distance par d'autres procédés.

On constate sans peine que la distance ainsi déterminée n'est pas influencée par l'absorption interstellaire. Nous l'appellerons distance diamètrale.

Il existe un autre moyen de déterminer la distance d'un amas : considérons dans un amas les étoiles d'un type spectral donné, A0 par exemple, mesurons leur magnitude apparente moyenne m et désignons par M la magnitude absolue moyenne des étoiles de ce type.

La distance r' de l'amas est donnée, en l'absence d'absorption, par la formule déjà établie :

$$m - M = 5 \log r' - 5$$

nous désignerons sous le nom de distance photométrique la distance r' définie par ce procédé.

Ce procédé est influencé par l'absorption. Si on admet une absorption a pour un parcours de 1.000 parsecs, on aura, en effet :

$$m - M = 5 \log r - 5 + \frac{ar}{1.000}$$

et la distance photométrique r' diffèrera de la distance vraie r, que l'on pourra prendre égale à la distance diamétrale, puisque celle-ci n'est pas influencée par l'absorption.

On voit que :

$$\log r' - \log r = \frac{ar}{1.000}$$

Donc :

$$r' > r$$

Ainsi, s'il y a absorption, la distance photométrique est plus grande que la distance diamétrale et cela d'autant plus que l'amas est plus éloigné.

On conçoit que la comparaison de r et r' pour les amas ouverts permette de déterminer la constante d'absorption a.

L'étude de cette question a été faite par Trumpler. La figure 14 montre le résultat obtenu. On voit qu'effectivement r' est supérieur à r, l'étude de la relation obtenue entre r et r' conduit à adopter

$$a = 0,7$$

pour les magnitudes photographiques.

L'existence de la couche absorbante est ainsi confirmée et on voit que cette absorption est considérable :

Après un parcours de 1.000 parsecs, la magnitude apparente est augmentée du fait de l'absorption de 0,7. Après un parcours de 8.300 parsecs, cette augmentation est de 5 magnitudes, ce qui fait paraître l'étoile 100 fois plus faible qu'en l'absence d'absorption.

Étude de la couche absorbante par la statistique

stellaire. — Un des problèmes fondamentaux de la statistique stellaire est l'étude de la distribution des étoiles dans l'espace. Les données principales de

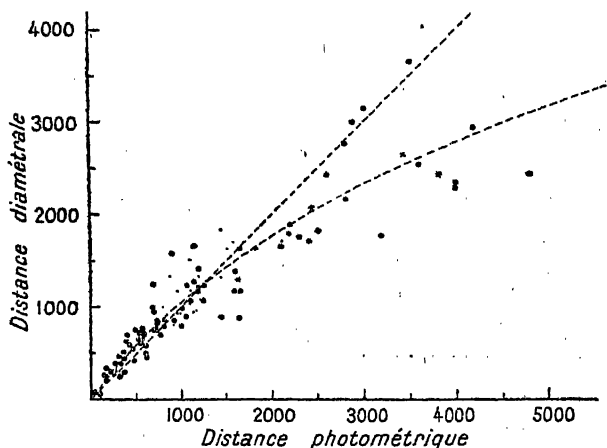



Fig. 14. — Relation entre la distance photométrique et la distance diamétrale pour les amas ouverts

Les courbes représentent ce que l'on doit attendre avec et sans absorption.

l'observation sont la position et l'éclat apparent des étoiles, plus rarement leurs mouvements propres.

L'absorption dans l'espace interstellaire, modifiant l'éclat apparent des étoiles, change donc les résultats de statistique stellaire obtenus antérieurement. Réciproquement, on conçoit que la statistique stellaire puisse donner des renseignements sur l'absorption.

Supposons pour simplifier les étoiles réparties uniformément dans l'espace avec la densité δ, et admettons que leurs magnitudes absolues M soient toutes identiques. Supposons d'abord qu'il n'y ait pas d'absorption de la lumière dans l'espace. Désignons par N_m le nombre total d'étoiles observées jusqu'à la magnitude apparente m.

Dans ces hypothèses, les étoiles de magnitude m sont situées à la distance r donnée par :

$$m - M = 5 \log r - 5$$

Les étoiles plus brillantes que la magnitude m sont situées à l'intérieur de la sphère de rayon r, leur nombre est donc :

$$N_m = \frac{4}{3}\pi r^3 . \delta$$

Formons le rapport :

$$R_m = \frac{N_{m+\frac{1}{2}}}{N_{m-\frac{1}{2}}}$$

du nombre des étoiles de magnitude $m + \frac{1}{2}$ et plus brillantes, au nombre des étoiles de magnitude $m - \frac{1}{2}$ et plus brillantes, appelé rapport d'étoiles. On a :

$$R_m = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3$$

avec :

$$m + \frac{1}{2} - M = 5 \log r_1 - 5$$

$$m - \frac{1}{2} - M = 5 \log r_2 - 5$$

d'où :

$$\log \frac{r_1}{r_2} = \frac{1}{5}$$

et :

$$\log R_m = \frac{3}{5}$$

c'est-à-dire :

$$R_m = 3{,}98$$

Ainsi, dans les hypothèses faites, le rapport d'étoiles est constant et égal à 3,98.

Voici les valeurs de R_m données par les dénombrements d'étoiles dans le plan galactique (exactement entre les latitudes — 20° et + 20°).

m photog.	R_m
4,5	2,89
5,5	2,86
6,5	2,82
7,5	2,79
8,5	2,76
9,5	2,71
10,5	2,67
11,5	2,61
12,5	2,56
13,5	2,50
14,5	2,42
15,5	2,34
16,5	2,22
17,5	2,12
18,5	2,02
19,5	1,91
20,5	1,81

Ainsi, non seulement R_m est inférieur à la valeur prévue 3,98 mais cette quantité décroît à mesure qu'on s'adresse à des étoiles de plus en plus faibles.

Ce résultat montre que les hypothèses faites pré-

cédemment ne sont pas acceptables. On a donc cherché à l'expliquer par de nouvelles hypothèses :

1° La densité stellaire, loin d'être constante, décroît lorsqu'on s'éloigne du soleil ;

2° Les magnitudes absolues stellaires, loin d'être identiques, sont très dispersées ;

3° La lumière qui nous vient des étoiles a subi une absorption avant de nous parvenir.

Nous ne pouvons exposer ici en détail les méthodes utilisées et les travaux effectués pour établir l'accord entre la théorie et l'observation concernant les dénombrements d'étoiles.

1° Il est logique de supposer que la densité stellaire décroît en moyenne, non pas lorsqu'on s'éloigne du soleil, mais lorsqu'on s'éloigne du centre galactique ;

2° L'étude des étoiles proches de distances connues et des étoiles de mouvements propres connus, révèle que les magnitudes absolues des étoiles sont très dispersées, elles varient de -5 à $+15$ au moins, en sorte qu'il existe des étoiles dont les éclats absolus sont dans le rapport de 1 à 10 millions ;

3° Les recherches de statistique montrent qu'on peut expliquer les résultats des dénombrements d'étoiles en adoptant une absorption avec un coefficient a compris entre 0,5 et 1,0 pour les magnitudes photographiques.

Nous conserverons donc la valeur trouvée par Trumpler : $a = 0{,}7$.

Dimensions de la couche absorbante. — Nous avons appelé z_1 la distance du plan limite de la couche absorbante situé au nord du soleil et z_2 la distance du plan limite situé au sud du soleil et nous avons

trouvé par les dénombrements de nébuleuses extragalactiques :

$$az_1 = 217$$
$$az_2 = 283$$

D'où, puisque $a = 0,7$:

$$z_1 = 325 \text{ parsecs}$$
$$z_2 = 425 \text{ —}$$

Ainsi l'épaisseur totale de la couche serait de 750 parsecs, et le soleil serait à 50 parsecs environ au nord du plan médian de la couche absorbante.

Ce dernier résultat est bien en accord avec ce que l'on avait déduit de l'étude des répartitions de divers astres :

Le soleil, non seulement se trouve placé loin du centre de la voie lactée, mais ne se trouve pas exactement dans son plan moyen, il est placé au nord de ce plan à une cinquantaine de parsecs.

Ce dernier résultat confirme la réalité de l'absorption et la valeur numérique de a.

L'ABSORPTION SÉLECTIVE DANS L'ESPACE INTERSTELLAIRE

Existence probable d'une absorption sélective. — Jusqu'à présent, nous n'avons considéré l'absorption que pour l'ensemble d'une région du spectre, en fait le domaine photographique, qui correspond à la longueur d'onde moyenne 4.300 Å.

On peut se demander si l'absorption est la même pour toutes les longueurs d'onde. L'absorption de la lumière est en effet due à l'existence dans l'espace interstellaire de particules qui diffusent la lumière,

or, en général, une telle diffusion est sélective, en ce sens que les diverses longueurs d'onde sont inégalement diffusées.

Ce phénomène, dont nous avons déjà parlé à propos des nébuleuses par réflexion, a pour conséquence que la lumière des étoiles transmise à travers la couche absorbante est inégalement absorbée, le bleu étant plus absorbé que le rouge.

Ce fait est appelé absorption sélective ou différentielle.

Les étoiles lointaines paraîtront plus rouges que les étoiles proches, puisque la partie bleue de leur spectre est plus absorbée que la partie rouge, et cela d'autant plus que l'étoile est plus éloignée.

Pour mettre l'absorption sélective en évidence, on peut comparer la distribution de l'intensité du fond continu dans les spectres d'étoiles de même type spectral situées à diverses distances de nous. Mais ces mesures sont délicates et il existe un procédé plus expéditif : la méthode des indices de coloration.

Supposons qu'on utilise l'indice de coloration classique :

$$c = m_p - m_v$$

L'absorption étant sélective, les coefficients a d'absorption sur 1.000 parsecs ne sont pas les mêmes en lumière photographique et en lumière visuelle.

Si m'_p, m'_v, et ic' désignent encore les magnitudes respectivement photographiques et visuelles et l'indice de coloration en l'absence d'absorption et m_p, m_v et ic les mêmes quantités à la suite de l'absorption, on a :

$$m_p = m'_p + a_p \frac{r}{1.000}$$

$$m_v = m'_v + a_v \frac{r}{1.000}$$

D'où

$$ic - ic' = \frac{cr}{1.000}$$

où

$$c = a_p - a_v$$

La différence $ic - ic'$ s'appelle excès de couleur.

Si nous considérons une série d'étoiles d'un type spectral donné, placées à diverses distances du soleil, ic' est le même en moyenne pour toutes ces étoiles et par conséquent l'indice observé ic doit croître linéairement avec la distance r.

Effet de l'absorption sélective sur les amas globulaires. — Les nébuleuses extra-galactiques doivent présenter une absorption sélective en cosec b, mais on ne dispose pas de mesures assez nombreuses ni assez précises de leurs indices de couleur pour faire une étude dans ce sens.

Une recherche de cette nature a été faite par Stebbins et Huffer sur les amas globulaires qui entourent notre galaxie. On mesurait la magnitude totale d'un amas en faisant tomber l'ensemble de la lumière provenant des étoiles de l'amas sur une cellule photoélectrique au potassium placée au foyer du télescope de 250 cm du Mont-Wilson, le courant obtenu était amplifié. Au moyen de deux écrans placés alternativement, on pouvait mesurer les magnitudes en deux régions du spectre correspondant respectivement aux longueurs d'ondes 4.670 et 4.340 Å. Quarante-trois amas globulaires furent ainsi mesurés.

On trouva que les amas globulaires voisins du pôle galactique ont un indice de coloration égal à l'indice moyen des étoiles de type spectral F6. L'indice de coloration des amas globulaires augmente progressivement lorsqu'on se rapproche du plan galactique et atteint celui des étoiles de type spectral M pour les amas les plus voisins du plan galactique, près de la direction du centre de notre galaxie.

On vérifie en outre qu'il existe une corrélation entre l'indice de coloration d'un amas globulaire et le nombre de nébuleuses extra-galactiques observées dans son voisinage, ceci montre que la matière qui produit l'absorption sélective est aussi celle qui provoque la diminution générale du nombre des nébuleuses spirales lorsqu'on s'éloigne des pôles galactiques.

Effet de l'absorption sélective sur les amas ouverts. — Il y a plus de dix ans que TRUMPLER a constaté que les étoiles des amas ouverts lointains présentent un excès de couleur sur celles des amas proches. Ce travail a été repris récemment sur une base plus large.

La méthode utilisée consiste à déterminer dans un amas ouvert, d'une part, les types spectraux des étoiles, d'autre part, leurs indices de coloration. Pour chaque étoile de l'amas, on calcule ensuite l'excès de couleur, qui est la différence entre l'indice de coloration observé de l'étoile et l'indice de coloration moyen des étoiles proches de même type spectral. Puis pour l'amas, on prend la moyenne des excès de couleur observés.

D'après la théorie précédemment exposée, l'excès de couleur e doit être proportionnel à la distance r de l'amas :

$$e = cr$$

cette méthode présente deux avantages :

L'excès de couleur dans un amas est connu avec plus de précision que pour une étoile isolée, puisqu'il résulte de la moyenne des excès pour toutes les étoiles de l'amas, moyenne qui élimine les erreurs accidentelles d'origines diverses.

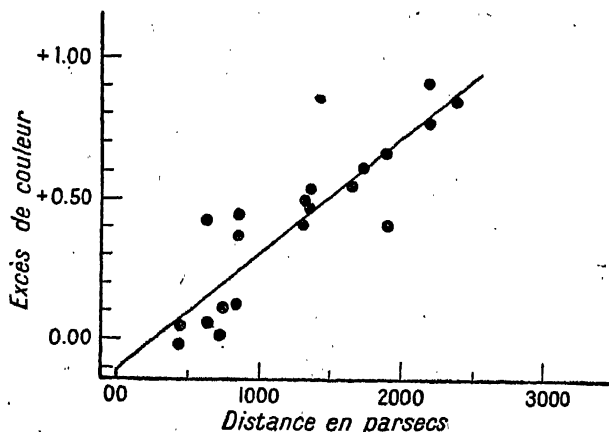



Fig. 15. — Relation entre la distance et l'excès de couleur dans les amas ouverts

En outre, pour la même raison, les distances des amas sont mieux connues que celles des étoiles isolées.

La figure 15 montre le résultat obtenu en portant en abscisses les distances r et en ordonnées les excès de couleur e pour 21 amas.

L'augmentation de e avec r est très nette et ne

laisse subsister aucun doute sur la réalité de l'absorption sélective.

D'après cette étude, le coefficient de proportionnalité de l'excès de couleur à la distance est :

$$c = +0{,}36 \text{ pour } 1.000 \text{ parsecs.}$$

Effet de l'absorption sélective sur les étoiles simples. — Un nombre considérable de travaux a été effectué depuis une dizaine d'années pour mettre en évidence l'augmentation des indices de couleur des étoiles avec leur distance.

De l'ensemble de ces recherches, il résulte que cette augmentation est hors de doute.

La valeur moyenne du coefficient c dans le plan galactique est :

$$c = +0{,}35$$

Ne pouvant exposer tous les travaux qui ont conduit à ce résultat, nous nous bornerons à en citer un qui est particulièrement intéressant :

C'est une étude faite par Clifford E. Smith à l'Observatoire Lick. La voie lactée a l'aspect d'une traînée laiteuse qui fait le tour du ciel. Dans la constellation de l'Aigle, elle se divise en deux branches, séparées par une bande obscure. On attribue cette séparation à la présence d'un nuage obscur qui cache complètement la partie de la voie lactée située derrière lui.

Nous étudierons plus loin ces nuages obscurs. On a étudié l'absorption sélective dans la constellation de l'Aigle dans 14 aires réparties en 3 groupes :

Le groupe A dans la branche nord de la voie lactée (latitude moyenne $+4^{\circ},1$).

Le groupe B dans la séparation obscure (latitude moyenne — 0°,9).

Le groupe C dans la branche sud de la voie lactée (latitude moyenne — 7°,0).

Dans ces régions, on a déterminé les types spectraux, les magnitudes photographiques et les indices de coloration des étoiles jusqu'à la 14e grandeur.

Puis, on déterminait la distance de chaque étoile d'après la magnitude apparente, en adoptant pour magnitude absolue la valeur moyenne du type spectral et en tenant compte d'une absorption en lumière photographique égale au double de l'absorption sélective, et l'excès de couleur.

Enfin, on a groupé les étoiles par groupes de distances r et pour chaque groupe, on a calculé la valeur moyenne E de l'excès de couleur.

Pour l'instant, ne considérons que les régions A et C, la région B étant troublée par un nuage de Barnard. La figure 16 représente la corrélation entre la distance et l'excès de couleur. On constate pour les régions A et C une croissance très nette de E avec r. Les valeurs de c sont :

$c = 0{,}22$ pour la région C
$c = 0{,}34$ — A

Distribution de la matière absorbante. — En première approximation, la matière absorbante est répartie uniformément entre deux plans parallèles au plan galactique. L'épaisseur totale de la couche est de 750 parsecs, le soleil se trouve à 50 parsecs au nord du plan médian de cette matière.

Sur un parcours de 1.000 parsecs, l'absorption est : $a_p = 0{,}7$ magnitude en lumière photographique.

Le coefficient d'absorption sélective est 0,35 sur le même parcours, l'absorption est donc $a_v = 0{,}35$ magnitude en lumière visuelle.

Mais ces résultats ne constituent qu'une première

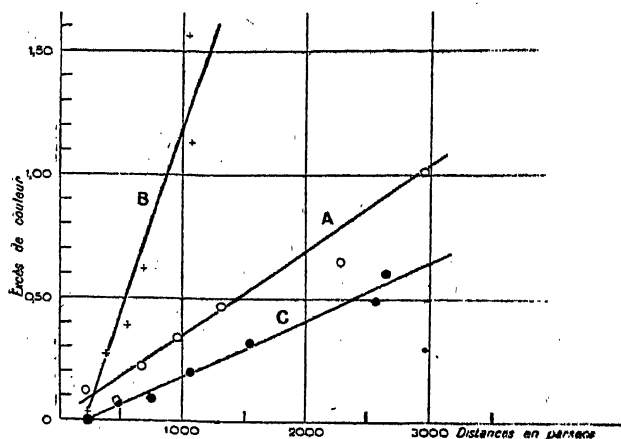



Fig. 16. — Relation entre l'excès de couleur des étoile et leur distance dans 3 champs de la voie lactée

approximation. La réalité est plus complexe. Les déterminations de a_p ou de c faites dans diverses directions du plan galactique ne donnent pas des résultats identiques, comme si la matière absorbante était plus dense dans certaines régions et moins dense dans d'autres.

Ainsi, dans certaines régions de la voie lactée comme Céphée et la séparation de la voie lactée en deux branches, le coefficient a_p atteint plusieurs

magnitudes. On se trouve alors en présence des nébuleuses obscures que nous allons étudier au paragraphe suivant.

Au contraire, dans la constellation de la Carène, on a observé des étoiles éloignées de plus de 1.000 parsecs qui ne présentent aucun excès de couleur, la matière absorbante étant absente dans cette direction.

LES NÉBULEUSES OBSCURES DE BARNARD

Découvertes des nébuleuses obscures. — On rencontre, de place en place, dans la voie lactée, des régions vides d'étoiles, entourées de régions très riches au milieu desquelles elles apparaissent comme des trous noirs.

Nous avons déjà dit que ces régions pauvres ne sont pas en réalité des tunnels vides d'étoiles, leur apparence est due à la présence d'une nébuleuse obscure qui absorbe plus ou moins la lumière des étoiles qui la traverse, au point de rendre parfois ces étoiles invisibles.

Ces régions sont appelées nébuleuses de Barnard, du nom de l'astronome qui les mit nettement en évidence et en dressa la première carte.

Pour déceler ces nébuleuses, Barnard photographiait la voie lactée avec un instrument à court foyer donnant une image du ciel à petite échelle. Il utilisa deux astrographes composés chacun de deux lentilles dont voici les caractéristiques :

Ouverture	Foyer	Champ	Échelle
25 cm	128 cm	4° × 4°	1 cm = 27′
15 —	78 —	16° × 20°	1 cm = 44′

Sur les clichés à longue pose, pris avec ces objectifs dans les régions riches de la voie lactée, les étoiles sont si nombreuses et si serrées que leurs images se touchent. Loin de séparer les étoiles de la voie lactée, ces instruments les réunissent et font apparaître la structure macroscopique de la voie lactée.

Les nébuleuses obscures apparaissent nettement en noir sur les positifs et sont parfois appelées pour cela « sacs à charbon ».

La planche VI représente une de ces nébuleuses de Barnard.

Par l'investigation systématique de la voie lactée, Barnard a dressé la carte des nébuleuses obscures.

Celles-ci sont très abondantes dans le voisinage du plan galactique.

En longitude, les nébuleuses de Barnard sont plus nombreuses et plus étendues dans la direction du centre galactique, vers la constellation du Sagittaire.

La séparation de la voie lactée en deux branches par une bande obscure, qui s'étend du Cygne au Centaure en traversant les constellations de l'Aigle, de l'Écu de Sobieski, du Sagittaire et du Scorpion, est due à un vaste nuage obscur ou plus exactement à tout un groupe de nuages obscurs situés vers le centre de la galaxie.

On observe d'autres condensations importantes de nébuleuses obscures, dans les constellations de Céphée, de Cassiopée et du Taureau.

On a vérifié que cette carte des nébuleuses de Barnard coïncide avec la zone d'absence des nébuleuses extra-galactiques et des amas globulaires. Ceci confirme le fait que l'on a bien à faire à des nuages absorbants.

Étude des nébuleuses de Barnard par les dénombrements d'étoiles. — Étudions les étoiles d'un type spectral déterminé, d'une part dans le champ d'une nébuleuse obscure de Barnard et d'autre part dans une région riche, voisine de la nébuleuse. Pour simplifier, attribuons à ces étoiles la même magnitude absolue M.

Dans la région riche, en l'absence d'absorption, le nombre N (m) des étoiles observées jusqu'à la magnitude apparente m est proportionnel au cube de leur distance.

$$N\ (m) = Cr^3$$

avec

$$m - M = 5 \log r - 5$$

d'où

$$\log N\ (m) = 0{,}6\ m + C$$

La courbe $(m, \log N\ (m))$ pour la région extérieure à la nébuleuse de Barnard est donc une droite. En fait, par suite des variations de la densité stellaire et de l'absorption générale, cette courbe n'est pas tout à fait rectiligne, elle tourne généralement sa concavité vers le bas.

Désignons par r_0 la distance de la nébuleuse, le nombre N' (m) d'étoiles observées jusqu'à la magnitude m dans la direction de la nébuleuse est le même que dans la région riche voisine tant que les étoiles de magnitude m sont entre la nébuleuse et nous, c'est-à-dire pour $m < m_0$ où m_0 est défini par :

$$m_0 - M = 5 \log r_0 - 5$$

Supposons la nébuleuse très mince, désignons par α l'absorption en magnitude, subie par un rayon lumineux qui la traverse et supposons la densité stellaire

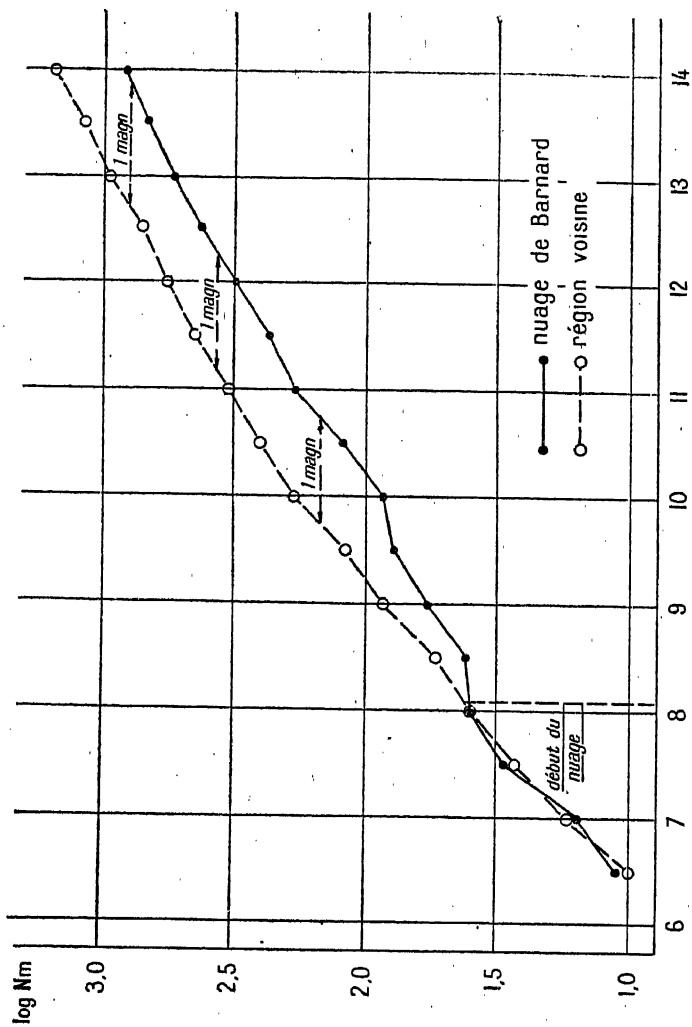



Fig. 17. — Dénombrements d'étoiles dans un nuage de Barnard et dans une région voisine

Abscisses : magnitudes apparentes *m*. *Ordonnées :* log N_m. N_m désignant le nombre d'étoiles par degré carré de la sphère céleste observées jusqu'à la magnitude *m*.

identique dans la direction de la région riche et dans celle de la nébuleuse de Barnard.

La magnitude d'une étoile située derrière la nébuleuse sera augmentée de α, en sorte que, pour $m > m_0$, on aura :

$$\log N'(m) = \log N(m - \alpha)$$

La courbe donnant $\log N'(m)$ en fonction de m, dans la direction de la nébuleuse de Barnard, se déduit donc de la courbe $\log N(m)$ relative à la région riche par une translation de grandeur α parallèle à l'axe des magnitudes.

Ce fait a été constaté pour toutes les nébuleuses de Barnard. On conçoit que, d'une part la dispersion des magnitudes absolues M, d'autre part l'épaisseur non négligeable de la nébuleuse de Barnard viennent troubler le phénomène, en sorte que la courbe relative à la nébuleuse obscure se détache progressivement de la courbe relative à la région riche avant de lui devenir égale par la translation α.

L'étude de $N(m)$ dans une nébuleuse de Barnard et dans les régions voisines permet de déterminer d'une part m_0, d'où l'on déduit la distance de la nébuleuse, d'autre part, α, c'est-à-dire l'absorption produite par celle-ci.

Les distances obtenues sont de quelques centaines de parsecs en général et les absorptions atteignent plusieurs magnitudes.

Les dimensions des nébuleuses de Barnard, en largeur aussi bien qu'en profondeur, sont assez variables, les plus petites ont des diamètres de quelques dizaines de parsecs, d'autres sont profondes de plusieurs centaines de parsecs.

Dans certaines directions, on observe plusieurs nébuleuses de Barnard placées les unes derrière les autres. Dans ce cas, on observe plusieurs décrochements de la courbe log N (m).

Absorption sélective des nébuleuses de Barnard. — On peut se demander si les nébuleuses de Barnard absorbent toutes les longueurs d'onde de la même manière ou, comme la matière absorbante interstellaire, provoquent une absorption sélective.

Pour s'en rendre compte, il suffit de déterminer les indices de coloration des étoiles dans la direction d'une nébuleuse obscure. Après la traversée de la nébuleuse, tous les indices doivent se trouver augmentés d'une constante égale à la différence des absorptions totales en lumière photographique et en lumière visuelle.

Effectivement, les nébuleuses de Barnard absorbent sélectivement. Nous en avons un exemple sur la figure 16 où la région C correspond à la grande nébuleuse obscure qui sépare la voie lactée en deux branches dans l'Aigle. Cette nébuleuse est très profonde ; aussi l'absorption sélective croit-elle linéairement avec la distance, comme pour la couche absorbante répartie uniformément. On voit que l'augmentation de l'excès de couleur est 1,3 pour 1.000 parsecs, donc beaucoup plus élevée que la valeur 0,35 pour la couche absorbante.

Analogie de nature entre les nébuleuses de Barnard et la matière absorbante interstellaire. — L'absorption par la matière qui constitue les nébuleuses de Barnard est plus élevée que l'absorption par la couche uniforme. Quelques nébuleuses de Barnard, qui n'ont qu'une centaine de parsecs de profondeur absorbent

une magnitude photographique c'est-à-dire autant que 1.400 parsecs de la couche uniforme.

Aussi considère-t-on que les nébuleuses de Barnard sont composées des mêmes particules que la couche absorbante uniforme, mais avec une densité en particules beaucoup plus élevée que dans l'espace interstellaire hors des nébuleuses. Ce rapport de densité atteint parfois plusieurs dizaines.

En résumé, l'espace interstellaire contient une matière absorbante répartie uniformément. De place en place, on rencontre de fortes condensations de cette matière, qui constituent les nébuleuses de Barnard.

Il convient cependant de remarquer que pour la couche absorbante uniforme, l'absorption sélective entre le visuel et le photographique, est la moitié de l'absorption photographique, alors que pour les nébuleuses de Barnard, l'absorption sélective est en général inférieure à la moitié de l'absorption photographique.

On interprète ceci en admettant que dans les nébuleuses de Barnard, aux particules qui absorbent sélectivement s'ajoutent des particules de dimensions plus grandes que la longueur d'onde de la lumière et qui, opérant comme des écrans, donnent une absorption non sélective se superposant à l'absorption sélective. Ces grosses particules seraient proportionnellement plus rares dans la couche uniforme.

NATURE DE LA MATIÈRE ABSORBANTE

Position du problème. — Nous avons admis que les nébuleuses de Barnard et la couche absorbante interstellaire uniforme sont composées de particules

de même nature, les premières n'étant que des condensations de la seconde.

Nous allons chercher la nature et les dimensions de ces particules.

On connaît plus facilement l'absorption des diverses longueurs d'onde pour les nuages de Barnard, aussi ceux-ci se prêtent-ils mieux à une étude de la nature des particules qui les composent.

La sélectivité de l'absorption en fonction de la longueur d'onde exclut d'emblée une absorption par des particules de dimensions supérieures à la longueur d'onde qui formeraient écran. En effet, l'absorption par de telles particules serait la même pour toutes les longueurs d'onde, ce qui n'est pas le cas.

La matière absorbante n'est pas constituée par des atomes, des molécules ou des électrons libres. — On a pensé dans les débuts à attribuer l'absorption à des atomes ou à des molécules réparties dans l'espace. Avant la découverte de l'absorption, on avait, en effet, mis en évidence l'existence dans l'espace interstellaire d'atomes de calcium ionisé et de sodium que nous étudierons du reste dans le dernier chapitre.

Les atomes ont des dimensions de quelques angströms, par conséquent très petites par rapport aux longueurs d'ondes, aussi ne jouent-ils pas le rôle d'écrans.

Ils ne peuvent absorber que quelques raies très étroites du spectre, et c'est du reste grâce à cela qu'on a pu détecter le calcium interstellaire. Sur les autres longueurs d'onde, les atomes et les molécules agissent par diffusion, comme nous l'avons déjà exposé à propos des nébuleuses par réflexion : un photon de fréquence ν ne correspondant pas à une

raie d'absorption d'un atome et rencontrant cet atome est laissé intact par celui-ci et est renvoyé dans une direction quelconque.

Pour un observateur qui attend le photon dans sa direction primitive, celui-ci a été absorbé.

Mais on a dû renoncer à expliquer l'absorption interstellaire par cette hypothèse.

Le calcul montre en effet, que, pour expliquer les absorptions observées par la diffusion moléculaire, il faudrait attribuer aux nuages de Barnard des masses de plusieurs centaines de millions de soleils. L'ensemble des nuages de Barnard et de la couche absorbante uniforme représenterait alors une masse très supérieure à celle de la voie lactée, laquelle est connue par l'interprétation dynamique de la rotation galactique.

A cette impossibilité s'ajoute le fait que la diffusion, c'est-à-dire l'absorption par atomes et molécules est proportionnelle à

$$e^{-\beta_4 \lambda^{-4}} \quad \text{(loi de Rayleigh)}$$

où β_4 est un coefficient. Or, l'observation montre que l'absorption par les nébuleuses de Barnard est proportionnelle à :

$$e^{-\beta_0 - \beta_1 \lambda^{-1}}$$

ce qui est en opposition avec la loi de Rayleigh.

Dans cette formule β_0 traduit une absorption non sélective qui se superpose à une absorption sélective en λ^{-1}.

On a dû renoncer également à expliquer l'absorption interstellaire par des électrons libres. D'une part, ceux-ci n'absorberaient pas sélectivement. D'autre part, pour obtenir une absorption de 0,7 magnitude

pour 1.000 parsecs, il faudrait admettre la présence d'environ 400 électrons libres par cm³, ces électrons provenant de l'ionisation d'atomes interstellaires, on devrait admettre environ 200 atomes par cm³ et ceci conduirait pour la matière interstellaire, à une masse totale égale à 50 fois celle de la voie lactée, ce qui est impossible.

La matière absorbante est constituée par des particules de 1.000 Å de diamètre environ. — On a donc tenté d'expliquer l'absorption interstellaire par la diffusion de la lumière par des particules plus grandes que les atomes et plus petites que la longueur d'onde.

La théorie de Rayleigh ne s'applique qu'à des atomes ou à des molécules isolées les unes des autres et ne convient pas à des agglomérats d'atomes.

La théorie de diffusion de la lumière par des particules de dimensions intermédiaires entre les atomes et la longueur d'onde de la lumière a été faite par Mie et reprise par Rocard. Schalen a appliqué la théorie de Mie aux particules qui composent la matière interstellaire afin de déterminer les diamètres de ces particules.

D'après la théorie de Mie, le coefficient d'absorption a_λ pour la longueur d'onde λ est donné par la formule :

$$a_\lambda = N \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r (K_r - P_r)$$

N désigne le nombre des particules dans l'unité de volume, K_r et P_r sont certaines fonctions de l'indice de réfraction complexe :

$$\overline{n} = n\ (1 - i\chi)$$

(n indice de réfraction, χ indice d'absorption) et de :

$$a = \pi \frac{d}{\lambda}$$

d étant le diamètre des particules.

Soient λ_1 et λ_2 deux longueurs d'onde, d'après la formule de Mie :

$$\frac{a_{\lambda_1}}{a_{\lambda_2}} = f(d)$$

f ne dépend que de d et cela d'une manière connue, si on se donne $\overline{n}$.

Or, pour les nébuleuses obscures, le rapport $\frac{a_{\lambda_1}}{a_{\lambda_2}}$ est connu.

Si nous nous donnons *a priori* la nature des particules qui composent la nébuleuse, nous pouvons donc, grâce à l'équation précédente calculer leur diamètre.

En prenant la moyenne de plusieurs nébuleuses de Barnard, adoptons :

$$\frac{a_{4.400}}{a_{3.250}} = 0,95$$

et supposons que les particules sont composées de fer. On trouve ainsi :

$$d = 860 \text{ Å}$$

Pour le cuivre, le nickel et le zinc, on obtient des diamètres du même ordre de grandeur compris entre 860 et 1.200 Å.

On en conclut qu'il est possible d'interpréter l'absorption de la lumière par les nébuleuses de Barnard en supposant celles-ci composées de particules métalliques d'un diamètre de 1.000 Å environ.

Il est intéressant de remarquer qu'en première approximation la théorie de Mie donne :

$$K_\lambda = -N\pi^2 d^3 I_m \frac{\bar{n}^2 - 1}{\bar{n}^2 + 2} \lambda^{-1}$$

en supposant $\bar{n}$ indépendant de λ, ce qui ne constitue qu'une première approximation, l'absorption serait en λ^{-1} ce qui cadre bien avec les quelques données d'observation que l'on possède à ce sujet.

Il est probable que les particules composant les nébuleuses obscures n'ont pas toutes le même diamètre, mais le résultat précédent montre que les particules de 1.000 Å de diamètre sont prédominantes.

En adoptant 8 pour densité des particules, chiffre voisin des densités du fer, du zinc et du nickel, on en déduit que chaque particule pèse en moyenne :

$$4.10^{-15} \text{ gr}$$

et contient :

$$40.10^6 \text{ atomes.}$$

Enfin, une fois d connu, la formule qui donne a_λ permet de calculer le nombre N de particules par unité de volume. On obtient ainsi une densité massique des nébuleuses obscures de l'ordre de :

$$10^{-25} \text{ grcm}^{-3}$$

c'est-à-dire de 2.10^{-11} particules par cm^3.

Ceci conduit à des masses totales de ces nébuleuses de l'ordre de 100 fois la masse du soleil. Des masses de cet ordre sont compatibles avec ce que nous savons des mouvements stellaires et des actions gravitationnelles qui les provoquent.

En appliquant la même méthode à la couche absor-

bante interstellaire, on obtient pour cette couche une densité de :

$$10^{-26} \text{ grcm}^{-3}$$

c'est-à-dire : 2.10^{-12} particules par cm^3.

Si on disposait ces particules aux sommets d'un réseau cubique, le côté de ce réseau serait de 80 mètres.

ANALOGIES ENTRE LES NÉBULEUSES DE BARNARD ET LES NÉBULEUSES PAR RÉFLEXION

Liaison spatiale entre ces deux sortes de nébuleuses. — On ne peut manquer d'être frappé par le fait que le diamètre des particules constituant les nuages obscurs est le même que celui des particules composant les nébuleuses par réflexion. De là à supposer que ces deux sortes de nébuleuses ont la même composition, il n'y a qu'un pas que nous allons franchir.

Nous avons déjà signalé qu'il y avait une liaison spatiale entre les nébuleuses brillantes par réflexion et les nébuleuses de Barnard.

Effectivement, on observe souvent qu'une nébuleuse brillante se prolonge par une nébuleuse de Barnard, comme si ces deux nébuleuses n'en constituaient qu'une seule. Cette nébuleuse se trouve normalement obscure et l'est effectivement dans une de ses parties. Mais elle devient brillante dans une autre partie, par suite de la présence au sein de la nébuleuse d'étoiles brillantes dont elle diffuse la lumière.

On a de nombreux exemples de nébuleuse à la fois obscure et brillante suivant la région. L'un des plus

caractéristiques est celui de la nébuleuse America : c'est une nébuleuse brillante, ainsi nommée parce que sa forme rappelle celle de l'Amérique du Nord. Elle contient de nombreuses étoiles de 8e et 9e grandeurs. Elle en contient même plus que les régions riches de la voie lactée dans cette région. Ces étoiles sont situées à la même distance que la nébuleuse et lui sont liées dans l'espace. Elles constituent presque un amas ouvert. On peut raisonnablement attribuer la lumière de la nébuleuse à la réflexion de celle des étoiles qu'elle contient.

Dès 1903, on constata que cette nébuleuse est bordée immédiatement par une région vide d'étoiles qui constitue une nébuleuse de Barnard. L'étude des dénombrements d'étoiles dans cette région montre que la nébuleuse obscure commence à la distance des étoiles de 9e grandeur. Elle se trouve donc à la distance de la nébuleuse America à laquelle elle est liée physiquement. On trouve en outre derrière cette nébuleuse, une seconde nébuleuse de Barnard, mais située plus loin, à la distance des étoiles de 12e grandeur.

Par ailleurs, on a aussi constaté que les nébuleuses par réflexion jouent le même rôle d'écran partiel que les nébuleuses de Barnard, pour les étoiles situées derrière elles.

Ceci nous conduit à penser que les nébuleuses de Barnard et les nébuleuses par réflexion sont identiques. Les secondes ne diffèrent des premières que par la présence dans leur sein d'étoiles brillantes, dont ces nébuleuses diffusent la lumière :

Ce point de vue est confirmé par ce résultat que, comme nous venons de le voir, les nébuleuses de

Barnard sont composées de particules ayant des diamètres de 1.000 Å, comme les nébuleuses par réflexion.

Formation et équilibre des nuages de Barnard. — Au chapitre précédent, nous avons étudié l'action

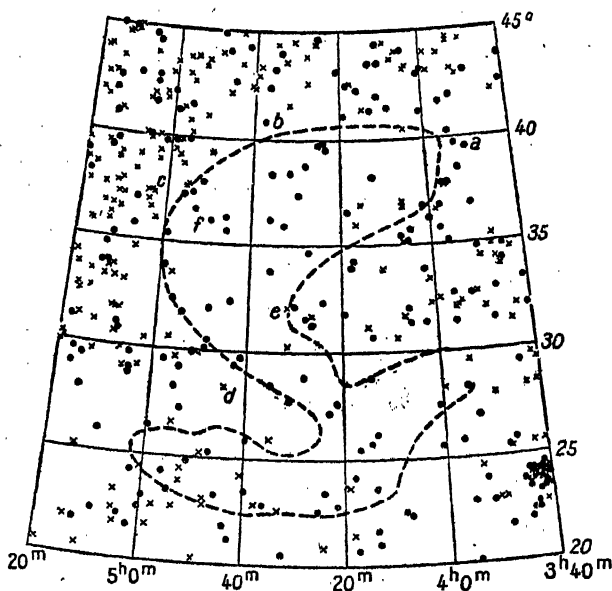



Fig. 18. — Nuage de la Chèvre et du Taureau

On a reporté sur la carte les étoiles de types A et B. On a représenté par un point celles qui se trouvent à moins de 400 parsecs et par une croix celles qui sont plus éloignées. Le contour du nuage obscur de cette région a été tracé en pointillé. On voit que les étoiles A et B sont rares dans le nuage.

combinée de la gravitation et de la pression de radiation sur les particules de 1.000 Å de diamètre qui composent les nébuleuses par réflexion.

Comme les nébuleuses de Barnard sont composées des mêmes particules que les nébuleuses par réflexion, les considérations du chapitre précédent vont nous

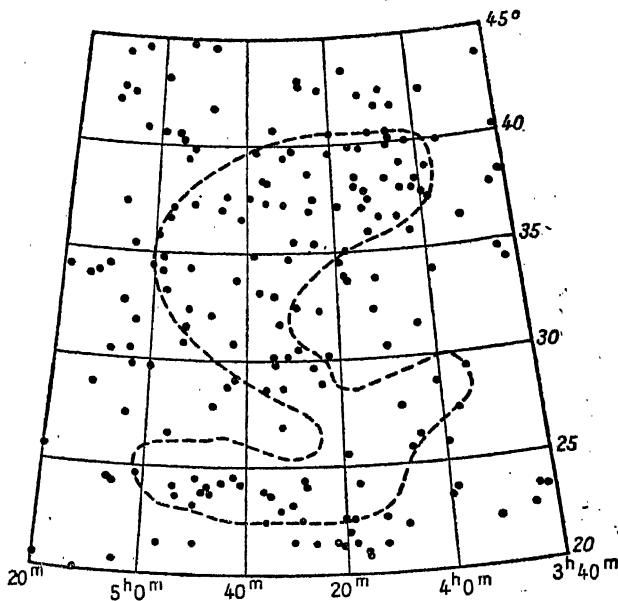



Fig. 19. — Nuage de la Chèvre et du Taureau

On a reporté les étoiles de type F. En comparant à la figure 18, on constate que ces étoiles sont aussi abondantes dans le nuage que dans les régions extérieures.

permettre de comprendre le mécanisme de formation des nébuleuses de Barnard.

Nous avons vu que les étoiles B et A et surtout les étoiles B repoussent les particules de 1.000 Å de diamètre, car, pour ces étoiles, la pression de radiation l'emporte sur la gravitation. Pour les types plus avancés, le contraire a lieu.

Il en résulte que les nébuleuses de Barnard peuvent contenir des étoiles de type F et plus avancé mais ne peuvent contenir d'étoiles B et A qui les repoussent. La vérification, tentée par Schalen, se fait assez bien.

Pour le nuage obscur de Auriga-Taurus, par exemple, la carte des étoiles B et A présente, sinon un vide, tout au moins une densité moindre dans l'aire occupée par la nébuleuse. Au contraire, les étoiles G et K sont réparties uniformément sur la carte.

On peut se représenter ainsi la formation des nébuleuses de Barnard :

Les étoiles B peu nombreuses, sont réparties irrégulièrement dans la galaxie et leur distribution dans l'espace présente des vides. Ces étoiles repoussent les particules qui composent la matière absorbante, ces dernières ont donc tendance à s'accumuler dans les régions vides d'étoiles B et à constituer ainsi des condensations qui sont les nébuleuses de Barnard.

Lumière émise par la couche absorbante. — Nous avons établi la liaison entre les nébuleuses brillantes par réflexion, d'une part, et les nébuleuses de Barnard et la couche absorbante uniforme de l'autre, la matière qui les constitue étant la même. La brillance des premières s'explique par l'illumination qu'elles subissent de la part d'étoiles brillantes voisines.

La matière qui compose la couche absorbante uniforme est beaucoup moins dense que celle qui compose les nébuleuses par réflexion et les nébuleuses de Barnard. Malgré cela, on est en droit de se demander si cette couche ne diffuse pas une partie de la lumière envoyée par l'ensemble des étoiles de la voie lactée. Comme nous sommes plongés dans la couche, il en résulterait une illumination générale du fond du ciel, dépendant peut-être de la latitude galactique.

Effectivement, on a remarqué depuis longtemps que, lors des nuits sans lune et sans illumination d'origine terrestre, il reste une brillance générale de la voûte céleste qui éclaire le sol.

On a longtemps négligé l'étude de cette luminosité du ciel nocturne, que l'on attribuait à la lumière envoyée par l'ensemble des étoiles. Les nombreuses recherches entreprises depuis trente ans sur le ciel nocturne ont montré que la réalité est plus complexe.

Nous n'exposerons pas ici ces recherches dont on trouvera un exposé plus détaillé dans l'ouvrage de MM. D. Barbier et D. Chalonge intitulé *La Haute Atmosphère*, paru dans la même collection que cet ouvrage. On consultera également avec fruit les nombreux travaux consacrés par Dufay à l'étude de cette question. Nous nous bornerons à exposer la possibilité d'attribuer une partie de cette luminosité à la diffusion de la lumière stellaire par la couche absorbante uniforme.

Le ciel nocturne donne un spectre continu, sur lequel on observe des bandes et des raies brillantes.

Les bandes et les raies brillantes ont leur origine dans la haute atmosphère. Certaines de ces raies,

comme la raie verte de l'oxygène 5.577 Å, coïncident avec celles des aurores polaires, comme si la haute atmosphère était le siège d'une aurore permanente. D'autres diffèrent des raies de l'aurore mais ont très probablement leur origine dans l'atmosphère.

Le spectre continu présente faiblement les raies de Fraunhofer du spectre solaire.

Une partie de ce spectre continu provient de la lumière zodiacale et de la diffusion de la lumière solaire par les particules qui circulent dans le système solaire et constituent une extension de la lumière zodiacale. Cette partie est en liaison avec la position apparente du soleil sous l'horizon et la lumière correspondante est polarisée.

Une seconde partie du spectre continu est due aux étoiles visibles et télescopiques. Lorsqu'on étudie le ciel nocturne, on détermine en effet la brillance d'une surface assez étendue de la sphère céleste dans laquelle se trouvent des étoiles. La contribution des étoiles au spectre continu du ciel nocturne est facilement calculable au moyen des dénombrements d'étoiles.

En lumière photographique, à 50° du soleil, voici les contributions relatives de ces trois parties de la lumière du ciel nocturne :

Luminescence d'origine atmosphérique	50 %
— dans le système solaire	16 –
Lumière des étoiles	20 –

Il reste donc à expliquer 14 % de la lumière du ciel nocturne.

Dufay a proposé de l'expliquer par la diffusion de la lumière des étoiles par la matière absorbante uni-

forme. Il a soumis la question au calcul et a abouti à cette conclusion que la lumière ainsi diffusée dans l'espace interstellaire représenterait 10 % de la luminosité totale du ciel nocturne, ce qui est bien de l'ordre de grandeur attendu.

De plus, cette lumière diffusée dépend de la latitude galactique : elle est maximum dans le plan galactique. Or, la théorie de Dufay prévoit bien ce phénomène, ce qui confirme à nouveau son hypothèse que 1/10 environ de la lumière du ciel nocturne provient de la diffusion de la lumière des étoiles par les particules qui composent la couche absorbante uniforme.

Lumière émise par les nébuleuses de Barnard. — Struve et Elvey ont cherché de même si les nébuleuses de Barnard diffusent elles aussi la lumière des étoiles.

Pour cela, ils ont comparé photométriquement la brillance de la sphère céleste, d'une part dans un nuage de Barnard, d'autre part dans une région voisine ordinaire.

La différence des brillances en magnitude est indépendante de la brillance du ciel nocturne qui a son origine dans l'atmosphère, dans le système solaire et dans l'espace interstellaire entre la nébuleuse et nous.

Ils ont ainsi trouvé pour un champ de 254 secondes d'arc carrées :

$$m_{\text{nébuleuse}} - m_{\text{champ comparaison}} = +0{,}03$$

en sorte que la nébuleuse est moins lumineuse que le champ de comparaison.

Mais il convient de corriger ce résultat de l'apport des étoiles invisibles à la brillance du champ de

comparaison, les étoiles analogues étant absentes dans la nébuleuse de Barnard, puisque celle-ci en a absorbé la lumière. Lorsqu'on apporte cette correction, on trouve :

$$m_{\text{nébuleuse}} - m_{\text{champ comparaison corrigé}} = -0{,}04$$

La nébuleuse apparaît ainsi plus brillante qu'une région voisine nous confirmant dans l'idée que les nébuleuses de Barnard diffusent la lumière et sont en réalité très légèrement lumineuses.

La différence obtenue est très petite or la théorie prévoit une différence de —0,15. On attribue ce désaccord au fait que la nébuleuse de Barnard absorbe aussi la lumière diffusée par la couche absorbante uniforme placée derrière elle.

Résumé. — L'espace interstellaire contient donc des particules d'un diamètre de 1.000 Å environ disséminées un peu partout près du plan galactique.

Ces particules provoquent une absorption sélective de la lumière des étoiles lointaines.

De place en place, ces particules sont plus nombreuses et constituent une nébuleuse, obscure en général, et absorbant plus fortement la lumière. Ce sont les nébuleuses de Barnard.

La lumière diffusée par ces particules est faible, mais participe à la lumière du ciel nocturne d'une manière non négligeable.

Lorsqu'une nébuleuse de Barnard contient des étoiles brillantes, la lumière de ces dernières, diffusée par la nébuleuse, devient visible et on observe une nébuleuse brillante par réflexion.

CHAPITRE V

L'ATOME DE BOHR

L'ATOME D'HYDROGÈNE

Schéma de l'atome d'hydrogène. — On sait que les corps simples sont constitués par des atomes et les corps composés par des molécules.

La constitution interne des atomes et des molécules est actuellement connue et permet d'expliquer et même de prévoir leurs spectres.

Nous allons exposer ici un modèle simplifié d'atome : l'atome de Bohr.

Le plus simple de tous les atomes est celui d'hydrogène. Il se compose d'un ion central, de charge électrique positive $+e$ et de masse M, autour duquel gravite un électron de charge électrique négative $-e$ et de masse m. Nous avons déjà donné les valeurs de e et m :

$$e = 4{,}774.10^{-10} \text{ u. e. s.}, \quad m = 9{,}02.10^{-28} \text{ gr}$$

La masse M de l'ion central est :

$$M = 1.860 \times m = 1{,}66.10^{-24} \text{ gr}$$

Le modèle précédent d'atome de H n'est qu'un schéma, la réalité est plus complexe et un modèle

plus moderne peut être exposé du point de vue de la mécanique ondulatoire.

Les orbites quantifiées. — L'électron gravite autour de l'ion central conformément aux lois de Képler comme une planète autour du soleil. Mais les orbites que l'électron peut décrire, appelées *orbites quantifiées*, ne sont pas quelconques. Elles forment une série discontinue d'orbites elliptiques définies par des conditions, appelées condition de quantification, où interviennent des nombres entiers.

Il ne nous est pas possible d'exposer ici en détail ces conditions de quantification ni leurs applications à l'atome d'hydrogène ainsi qu'aux autres atomes.

Nous nous bornerons à énoncer une des conditions de quantification et à l'appliquer aux orbites circulaires de l'électron autour du noyau de l'atome d'hydrogène. En ce qui concerne l'atome d'hydrogène, et en première approximation, on peut se limiter à ces orbites.

Considérons donc une orbite circulaire de l'électron de rayon a, et soit v la vitesse de celui-ci sur son orbite. L'électron est soumis de la part du noyau de charge $+e$ à la force coulombienne $-\frac{e^2}{a^2}$.

La loi de la dynamique :

$$m.\frac{v^2}{a} = \frac{e^2}{a^2}$$

donne :

$$v^2 = \frac{e^2}{ma}$$

Une des conditions de quantification, que nous rencontrerons à nouveau par la suite, consiste à écrire

que le moment cinétique $m.a.v$ de l'électron est un nombre entier n de fois une unité de moment cinétique prise égale à $\frac{h}{2\pi}$, où h est la constante de Planck :

$$m.a.v = n.\frac{h}{2\pi}$$

Le nombre entier n est appelé nombre quantique total, il prend les valeurs 1, 2, 3...

En éliminant v entre les deux équations obtenues, on a :

$$a = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2 me^2}$$

Voici en angströms, c'est-à-dire en 10^{-8} cm, les rayons a des premières orbites :

n	a
1	0,53
2	2,12
3	4,8
4	8,5
5	13
:	:
:	:

Dans un système mécanique isolé, analogue à celui que forment l'ion et l'électron, où les liaisons sont indépendantes du temps, l'énergie totale du système reste constante au cours du mouvement. Dans le cas présent, si on suppose l'ion central fixe, l'énergie du système se réduit à celle de l'électron dans son mouvement orbital. Cette énergie E est la somme de son énergie cinétique 1/2 mv^2 et de son énergie poten-

tielle $-\frac{e^2}{a}$. Nous avons montré que $v^2 = \frac{e^2}{ma}$, d'où :

$$E = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{e^2}{a} = -\frac{1}{2}\frac{e^2}{a}$$

L'énergie de l'électron sur l'orbite de quantum total n est donc :

$$E_n = -\frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

En fait, il existe des orbites quantifiées différentes des orbites circulaires ; elles dépendent, outre de n, d'autres nombres quantiques qui sont aussi des entiers, mais leur énergie est donnée d'une manière très approchée par la formule précédente, aussi leur considération n'est-elle pas nécessaire dans une première approximation.

Lorsque l'électron se trouve sur l'orbite correspondant au quantum total n, on dit que l'atome est dans l'état n, ou au niveau d'énergie E_n donnée par la formule écrite précédemment.

Un atome d'hydrogène peut se trouver dans l'un quelconque des états correspondant à la suite des valeurs entières de n. Normalement, comme tout système mécanique, cet atome se trouve dans l'état qui correspond au minimum d'énergie, c'est-à-dire dans celui pour lequel $n = 1$, qui est appelé pour cela état normal, ou niveau fondamental.

Lorsque l'atome se trouve dans un état correspondant à une des valeurs $n = 2, 3$... on dit qu'il est excité. Ces états excités sont instables, et l'atome excité retombe de lui-même à un état dont l'énergie est moindre que celle de l'état dans lequel il se

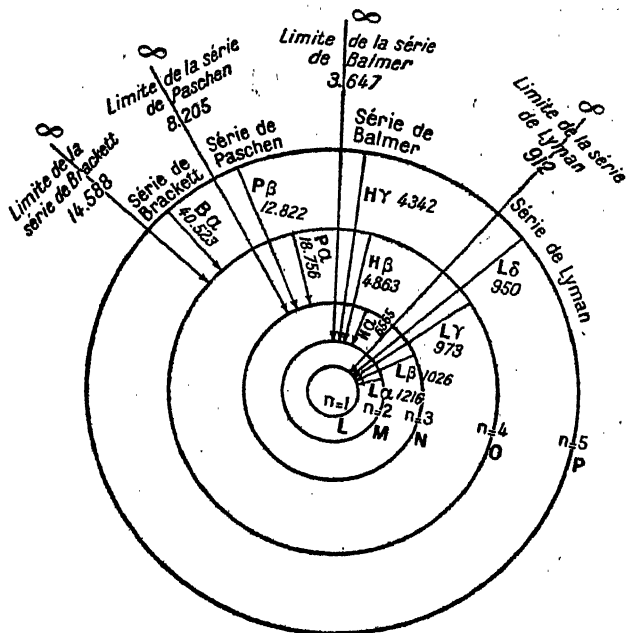



Fig. 20. — Schéma de l'atome d'hydrogène

On a indiqué par des flèches les sauts correspondants aux premières raies des séries, à côté de chaque flèche, on a inscrit le nom de la raie et sa longueur d'onde en angstrôms.

trouve, particulièrement à l'état normal qui est le seul stable.

Lois de l'émission. — Ce schéma de l'atome d'hydrogène étant admis, exposons le mécanisme de l'émission du spectre de raies de ce corps :

Nous avons dit que, lorsque l'atome est dans un état excité correspondant au quantum total n, il a tendance à retomber à un niveau d'énergie inférieur, correspondant à un quantum total n' inférieur à n. Au cours de ce changement, ou de cette transition suivant le langage consacré, l'énergie de l'atome passe de la valeur E_n à la valeur $E_{n'}$, l'atome perd donc l'énergie :

$$E_n - E_{n'}$$

En vertu du principe de conservation de l'énergie, cette énergie doit se retrouver quelque part. En fait, elle se retrouve sous forme d'un photon lumineux de nombre d'ondes par centimètre ν, l'énergie de ce photon est $ch\nu$, où c est la vitesse de la lumière. Le facteur c est introduit pour tenir compte de ce que ν est, non pas la fréquence, mais le nombre d'ondes par centimètre. Le principe de conservation de l'énergie donne ainsi :

$$ch\nu = E_n - E_{n'}$$

c'est-à-dire :

$$\nu = R\left(\frac{I}{n'^2} - \frac{I}{n^2}\right)$$

où

$$R = \frac{2\pi^2 me^4}{ch^3} = 109.678$$

La longueur d'onde λ en centimètres se déduit du nombre d'ondes par centimètre par :

$$\lambda = \frac{1}{\nu}$$

On dit que la raie de longueur d'onde λ correspond à la transition $n \to n'$.

La théorie précédemment exposée permet de pré-

voir que le spectre de l'hydrogène comprend des raies d'émission correspondant aux nombres d'ondes par centimètre définis par la formule précédente, lorsque n et n' sont des nombres entiers.

Les séries de raies de l'hydrogène. — Effectivement, lorsqu'on fait éclater une étincelle électrique, dans un tube à hydrogène, on observe des raies d'émission dont les longueurs d'onde correspondent aux valeurs prévues par la formule précédente.

Ces raies se classent en séries :

Une série est l'ensemble des raies obtenues en donnant à n', nombre quantique correspondant à l'orbite d'arrivée de l'électron, une valeur fixe et à n, nombre quantique correspondant à l'orbite de départ, la succession des valeurs entières à partir de $n' + 1$.

La série de Lyman correspond à

$$n' = 1$$

c'est-à-dire au cas où l'électron, partant d'un niveau quelconque, aboutit au niveau fondamental, elle est donc définie par :

$$\nu = R\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

$$n = 2, 3\ldots$$

Voici les longueurs d'ondes des premières raies de la série de Lyman :

n	λ (en Å)	Nom de la raie
2	1.215	Lα
3	1.025	Lβ
4	972	Lγ
.	.	.
.	.	.
.	.	.
∞	912	(Limite de la série de Lyman)

Lorsque n devient de plus en plus grand, les valeurs de ν, et par conséquent de λ, se rapprochent de la valeur qui correspond à n infini et qui est :

$$\nu = R$$

Dans le spectre, les raies de la série se resserrent vers la longueur d'onde correspondante qui est 912 Å et qu'on appelle pour cela limite de la série de Lyman.

On remarque que toutes les raies de la série de Lyman, depuis la première $L\alpha$, jusqu'à la limite, sont situées dans l'ultra-violet extrême. Cette série fut observée par Lyman en 1906 en laboratoire.

La série de Balmer correspond au cas où

$$n' = 2$$

ses raies sont donc définies par :

$$\begin{cases} \nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \\ n = 3,\ 4\ldots \end{cases}$$

Les raies de cette série qui sont dans le visible ont été les premières observées du spectre de l'hydrogène :

n	λ (Å)	Nom de la raie	
3	6.563,04	$H\alpha$	dans le rouge
4	4.861,49	$H\beta$	bleu vert
5	4.340,66	$H\gamma$	violet
6	4.101,85	$H\delta$	—
7	3.970,25	$H\varepsilon$	ultra-violet
8	3.889,15	$H\zeta$	
...			
25	3.669,50	$H\psi$	dernière raie observée en laboratoire
...			
39	3.656,70		dernière raie observée dans les astres (chromosphère solaire)
...			
∞	3.647,2		Limite de la série de Balmer

Les raies de la série de Balmer se resserrent du côté des courtes longueurs d'onde vers la limite de cette série qui est dans l'ultra-violet.

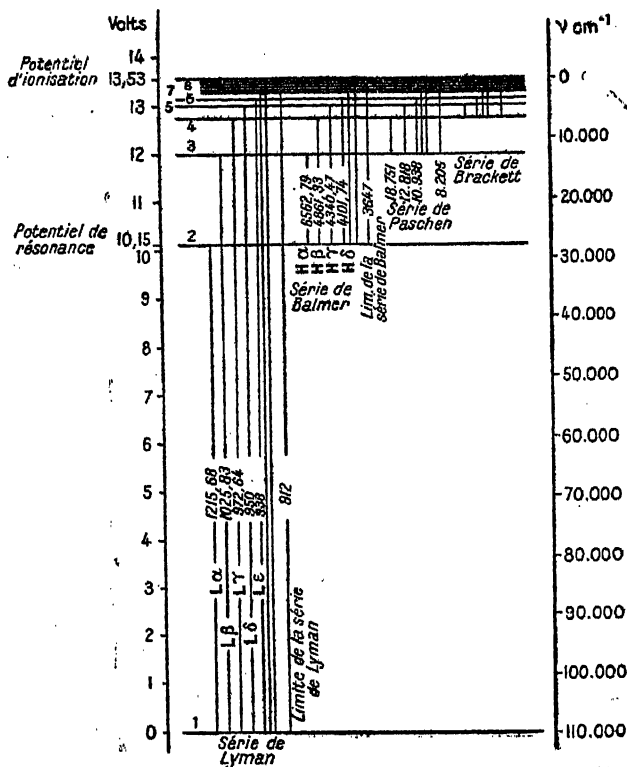



Fig. 21. — Schéma des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène

On voit que, lors de l'émission de la série de Balmer, l'électron aboutit au niveau $n = 2$. Comme ce niveau n'est pas le plus bas, l'électron peut encore descendre de ce niveau au niveau $n = 1$ en émettant la première de Lyman Lα.

Si on adopte $n' = 3$, on obtient la *série de Paschen*

$$\begin{cases} \nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \\ n = 4,\ 5\ldots \end{cases}$$

dont voici les longueurs d'onde :

n	λ (Å)	Nom
4	18.751,3	Pα
5	12.817,5	Pβ
6	10.938	Pγ
...	......	......
∞	8.206	Limite de la série de Paschen

On voit que toute la série de Paschen est dans l'infrarouge, elle a été observée en laboratoire dès 1908 et depuis dans quelques étoiles.

Pour émettre la série de Paschen, l'électron doit descendre sur le niveau 3, après cela, il peut redescendre au niveau 1 en émettant Lβ, ou au niveau 2 en émettant Hα et de là au niveau 1 en émettant Lα.

La série qui correspond à $n' = 4$ est la *série de Brackett*

$$\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

n	λ (en μ)
5	4,05
6	2,63

enfin la série correspondant à $n' = 5$ est la *série de Pfund :*

$$\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

La première raie de cette série correspond à $n = 6$ et a pour longueur d'onde 7,40 μ. Ces deux dernières séries sont dans l'infrarouge lointain.

Le spin de l'électron. — Nous avons simplifié intentionnellement le modèle de l'atome d'hydrogène et l'exposé des séries de raies de son spectre ; en réalité les états énergétiques de l'atome ne sont pas définis entièrement par le quantum total n. Pour définir l'état de l'atome, il convient d'ajouter à n un second nombre quantique j appelé quantum interne. Cela tient à ce que l'électron tourne sur lui-même autour d'un axe, ou, comme disent les physiciens anglais, possède un spin. Le spin, moment cinétique de rotation de l'électron, est un vecteur que nous désignerons par la suite par s. Ce spin est quantifié lui aussi, sa grandeur est une demi-unité quantique de moment cinétique : $1/2 . \frac{h}{2\pi}$, il modifie l'énergie totale de l'atome de manières différentes suivant son orientation par rapport à la normale au plan de l'orbite.

Les modifications correspondantes sont faibles, en sorte que deux états de l'atome correspondant au même quantum total ont des énergies très voisines et que les raies correspondant à deux transitions où le quantum total subit la même variation, sont voisines. Il en résulte que les raies de chaque série ne sont pas simples mais se composent de trois raies très voisines. C'est ce que l'on appelle la structure

fine du spectre de l'hydrogène. Le nombre de raies de décomposition d'une raie donnée s'appelle sa multiplicité. Les raies de l'hydrogène sont des triplets.

Nous n'insisterons pas sur ces résultats qui nous seront peu utiles pour la suite.

Excitation et émission des séries de l'hydrogène. — En nous aidant du modèle d'atome d'hydrogène que nous venons de décrire, nous allons exposer et expliquer les circonstances de l'émission des raies du spectre de ce corps.

Imaginons d'abord des atomes d'hydrogène dans leur état fondamental. Comme cet état correspond au minimum de l'énergie, les atomes y resteront indéfiniment, si aucun agent extérieur ne vient agir sur eux, et on n'observera aucune émission.

Pour émettre, un atome d'hydrogène doit d'abord être porté à un niveau d'énergie supérieur, puis de là, redescendre à des niveaux inférieurs en émettant les raies correspondantes conformément aux lois que nous avons exposées.

Le passage de l'atome de l'état fondamental à un niveau plus élevé, exige un apport extérieur d'énergie. Cet apport peut provenir par exemple d'un électron libre heurtant cet atome et lui communiquant tout ou partie de son énergie lors du choc.

Produisons par exemple des électrons libres en chauffant un fil métallique, accélérons ces électrons au moyen d'un champ électrique de manière à leur faire subir une chute de potentiel connue V, l'énergie de chaque électron est alors eV. Bombardons les atomes d'hydrogène avec ces électrons, et examinons ce qui va se passer.

Chaque atome est à son niveau fondamental, qui

correspond à $n = 1$; le niveau le plus proche est le niveau 2 et, pour élever l'atome du niveau 1 au niveau 2, il faut lui fournir une énergie égale à la différence :

$$E_2 - E_1$$

Ainsi, tant que nos électrons ne posséderont pas cette énergie, aucun atome d'hydrogène ne pourra être porté au niveau 2 et par conséquent, aucune émission n'aura lieu.

Mais dès que les électrons posséderont cette énergie

$$E_2 - E_1,$$

ou une énergie supérieure, l'atome pourra être porté au niveau 2, et en redescendant de là au niveau 1, il émettra la première raie Lα de la série de Lyman, puisque les photons Lα, de longueur d'onde 1.215 Å, sont émis lorsque l'électron atomique passe du niveau 2 au niveau 1. La chute du potentiel V_r, que doivent subir les électrons incidents pour porter les atomes du niveau 1 au niveau 2, est donc :

$$eV_r = E_2 - E_1 = h\nu$$

où ν est la fréquence de Lα, c'est-à-dire :

$$V_r = 10{,}15 \text{ volts}$$

Ainsi, si V est inférieur à 10,15 volts, aucune émission ne peut avoir lieu et dès que V dépasse cette limite, on doit observer l'émission de Lα. V_r s'appelle potentiel de résonance de l'hydrogène.

C'est bien ce que l'expérience révèle.

Augmentons à nouveau le potentiel V des électrons. Lorsque l'énergie des électrons incidents atteindra la différence entre les énergies des niveaux 1 et 3, l'élec-

tron atomique sera porté sur ce dernier niveau. De ce niveau, il redescendra soit sur le niveau 2 puis sur le niveau 1, en émettant la première raie $H\alpha$ de la série Balmer, puis la première raie $L\alpha$ de la série de Lyman, soit directement sur le niveau 1 en émettant la seconde raie $L\beta$ de la série de Lyman.

Si on augmente encore V, on peut porter l'électron sur des niveaux de plus en plus élevés, d'où il redescendra en émettant progressivement tout le spectre de l'hydrogène.

Ionisation de l'hydrogène. — Enfin on atteindra un potentiel V_i, assez élevé pour que l'électron atomique quitte l'atome ; V_i est défini par :

$$eV_i = E_1$$

et s'appelle potentiel d'ionisation, l'électron chassé est devenu libre, ainsi que le noyau positif, appelé proton. Un autre électron libre peut venir par la suite se fixer sur une quelconque des orbites quantifiées du noyau d'où il redescendra en émettant une raie du spectre de H.

Le potentiel d'ionisation de l'hydrogène est :

$$V_i = 13{,}54 \text{ volts}$$

On représente graphiquement les niveaux d'énergie de l'hydrogène, ou d'un atome quelconque, par des traits horizontaux dont les ordonnées sont prises égales à :

$$\frac{E_n}{ch}$$

l'unité étant le cm^{-1}, l'origine de E_n correspondant au cas où l'électron est à l'infini.

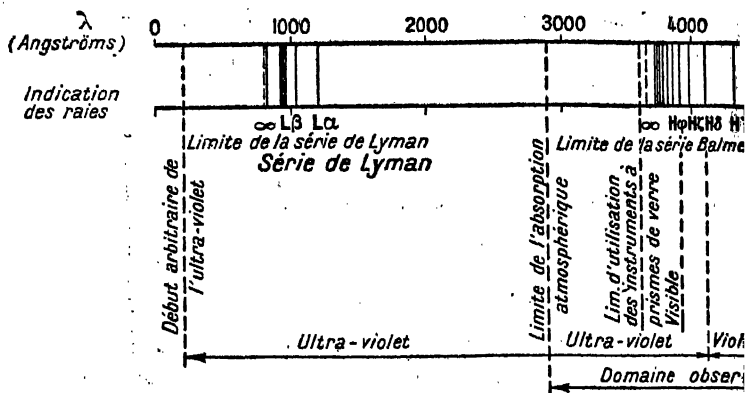
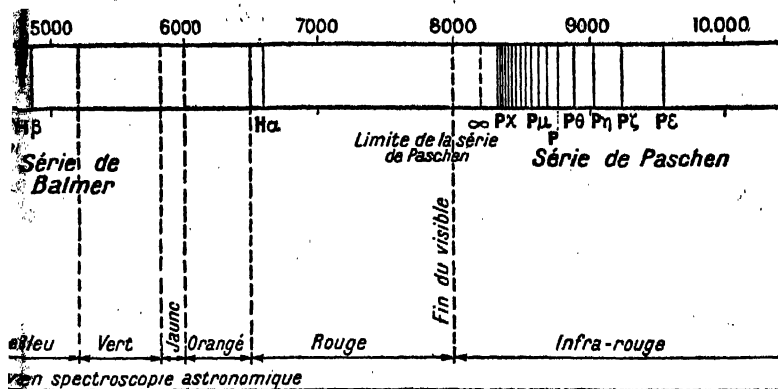



Fig. 22. — Aspect gé

On prend aussi comme échelle d'ordonnées l'énergie des niveaux, exprimée en électron-volts, l'origine des énergies étant cette fois celle du niveau fondamental.

On voit que la distance de deux traits n et n' du graphique est égale dans la première échelle à la fréquence en nombres d'ondes par centimètre de la raie correspondant à la transition $n \rightarrow n'$, et dans la seconde échelle à la différence des énergies des niveaux correspondants de l'atome.

Ce graphique est limité en bas par le niveau d'énergie o qui, par convention est celui du niveau fondamental, et en haut par le niveau d'énergie correspondant à l'envoi de l'électron à l'infini, c'est-à-dire au potentiel d'ionisation de l'hydrogène.

u spectre de l'hydrogène

La figure représente les niveaux d'énergie de l'hydrogène et ses séries de raies.

Spectre d'absorption de l'hydrogène. — Le mécanisme de l'absorption s'explique de la même manière :

Imaginons un flux de photons de toutes fréquences traversant une masse d'hydrogène.

Si les atomes sont tous au niveau fondamental, le choc du photon et de l'atome peut avoir pour résultat de porter l'électron atomique sur un niveau supérieur de quantum total n, le photon est alors absorbé et disparaît. Pour que cela ait lieu il faut en vertu du principe de conservation de l'énergie, que l'énergie du photon incident corresponde exactement à la différence d'énergie

$$E_1 - E_n$$

entre le niveau 1 et le niveau n, il faut donc que le photon ait une fréquence ν définie par :

$$h\nu = E_1 - E_n$$

or, cette fréquence est celle d'une raie de la série de Lyman.

Ainsi, une masse d'hydrogène non excité absorbera les raies de la série de Lyman.

Si le photon incident a une fréquence supérieure à $\frac{E_1}{h}$, c'est-à-dire supérieure à celle de la limite de la série de Lyman, il pourra être absorbé, l'électron atomique étant chassé de l'atome. On peut donc prévoir un spectre d'absorption continu commençant à la limite de la série de Lyman, à 912 Å, et s'étendant vers les courtes longueurs d'onde. Ce phénomène d'ionisation par absorption d'un photon s'appelle *photo-ionisation*, nous le rencontrerons dans les nébuleuses où il joue un rôle très important.

L'expérience vérifie ces assertions.

Imaginons maintenant qu'une partie des atomes d'hydrogène soit excitée et que leur électron atomique soit porté sur l'orbite de quantum total 2. Le photon incident pourra alors porter l'électron atomique à un niveau supérieur, on observera la série de Balmer en absorption et un spectre d'absorption continu commençant à la limite de cette série, à 3.647 Å.

D'une manière plus générale, s'il se trouve dans la masse d'hydrogène des atomes situés à tous les niveaux d'énergie, tout le spectre de raies de l'hydrogène sera absorbé, ainsi que des spectres continus commençant aux limites des séries et s'étendant vers les courtes longueurs d'ondes.

L'ATOME D'HÉLIUM

Spectre de l'hélium. — Comme nous l'avons dit, l'hélium a d'abord été mis en évidence dans le soleil.

En 1868, Jansenn et Lockyer découvrirent une raie d'absorption de λ 5.875,9 dans la partie jaune du spectre solaire, ainsi que quelques autres raies de longueur d'onde 7.066 ; 4.471,6 ; 4.026,3. L'origine de ces raies était inconnue.

Puis on découvrit dans les étoiles de la constellation d'Orion un ensemble de raies, formant une série comprenant les raies précédentes et n'appartenant à aucun corps terrestre connu.

Elles furent attribuées à un élément nouveau appelé hélium.

En 1895, Ramsay découvrit un gaz nouveau dans le dégagement gazeux obtenu en traitant l'uranite, minerai d'uranium, par l'acide sulfurique, et Vogel montra que ce gaz présentait le même spectre que l'hélium observé dans le soleil et dans les étoiles. Ce gaz était ainsi découvert en laboratoire après avoir été décelé dans les astres. On sait maintenant le préparer comme tout autre corps chimique. L'hélium se produit lors de la plupart des transmutations radio-actives.

L'hélium est constitué par un noyau de masse égale à celle de 4 noyaux d'hydrogène et de charge électrique $+2e$ et de 2 électrons de masse m et de charge $-e$, gravitant chacun autour de ce noyau.

La théorie des états de l'atome d'hélium est analogue à celle des états de l'atome d'hydrogène, bien que beaucoup plus complexe. Ces états sont quantifiés en ce sens que les électrons ne peuvent décrire

entre le niveau 1 et le niveau n, il faut donc que le photon ait une fréquence ν définie par :

$$h\nu = E_1 - E_n$$

or, cette fréquence est celle d'une raie de la série de Lyman.

Ainsi, une masse d'hydrogène non excité absorbera les raies de la série de Lyman.

Si le photon incident a une fréquence supérieure à $\frac{E_1}{h}$, c'est-à-dire supérieure à celle de la limite de la série de Lyman, il pourra être absorbé, l'électron atomique étant chassé de l'atome. On peut donc prévoir un spectre d'absorption continu commençant à la limite de la série de Lyman, à 912 Å, et s'étendant vers les courtes longueurs d'onde. Ce phénomène d'ionisation par absorption d'un photon s'appelle *photo-ionisation*, nous le rencontrerons dans les nébuleuses où il joue un rôle très important.

L'expérience vérifie ces assertions.

Imaginons maintenant qu'une partie des atomes d'hydrogène soit excitée et que leur électron atomique soit porté sur l'orbite de quantum total 2. Le photon incident pourra alors porter l'électron atomique à un niveau supérieur, on observera la série de Balmer en absorption et un spectre d'absorption continu commençant à la limite de cette série, à 3.647 Å.

D'une manière plus générale, s'il se trouve dans la masse d'hydrogène des atomes situés à tous les niveaux d'énergie, tout le spectre de raies de l'hydrogène sera absorbé, ainsi que des spectres continus commençant aux limites des séries et s'étendant vers les courtes longueurs d'ondes.

L'ATOME D'HÉLIUM

Spectre de l'hélium. — Comme nous l'avons dit, l'hélium a d'abord été mis en évidence dans le soleil.

En 1868, Jansenn et Lockyer découvrirent une raie d'absorption de λ 5.875,9 dans la partie jaune du spectre solaire, ainsi que quelques autres raies de longueur d'onde 7.066 ; 4.471,6 ; 4.026,3. L'origine de ces raies était inconnue.

Puis on découvrit dans les étoiles de la constellation d'Orion un ensemble de raies, formant une série comprenant les raies précédentes et n'appartenant à aucun corps terrestre connu.

Elles furent attribuées à un élément nouveau appelé hélium.

En 1895, Ramsay découvrit un gaz nouveau dans le dégagement gazeux obtenu en traitant l'uranite, minerai d'uranium, par l'acide sulfurique, et Vogel montra que ce gaz présentait le même spectre que l'hélium observé dans le soleil et dans les étoiles. Ce gaz était ainsi découvert en laboratoire après avoir été décelé dans les astres. On sait maintenant le préparer comme tout autre corps chimique. L'hélium se produit lors de la plupart des transmutations radio-actives.

L'hélium est constitué par un noyau de masse égale à celle de 4 noyaux d'hydrogène et de charge électrique $+2\,e$ et de 2 électrons de masse m et de charge $-e$, gravitant chacun autour de ce noyau.

La théorie des états de l'atome d'hélium est analogue à celle des états de l'atome d'hydrogène, bien que beaucoup plus complexe. Ces états sont quantifiés en ce sens que les électrons ne peuvent décrire

que certaines orbites formant un ensemble discret et dépendant de nombres entiers.

Chaque état quantifié a une énergie bien définie.

L'atome peut passer d'un de ces états quantifiés à un autre en émettant ou en absorbant un photon dont la fréquence ν est définie par :

$$h\nu = E - E'$$

où E et E′ sont les énergies des états considérés.

Nous reviendrons sur cette question plus loin.

Hélium ionisé. — Si on bombarde de l'hélium avec des électrons animés d'une énergie correspondant à un potentiel supérieur à

$$V_i = 24{,}41 \text{ volts}$$

on peut ioniser l'atome d'hélium, c'est-à-dire en chasser un des électrons. Le potentiel V_i s'appelle potentiel d'ionisation de l'hélium.

L'atome d'hélium ionisé se compose d'un noyau de masse égale à celle de 4 noyaux d'hydrogène et de charge $+ 2\, e$ autour duquel gravite un électron de charge $- e$. Il possède donc une charge électrique positive totale $+ e$.

On le désigne par He^+, alors que l'atome ordinaire, dit atome neutre, est noté He.

On note parfois ces deux sortes d'atomes respectivement He II et He I.

L'hélium ionisé ressemble à l'hydrogène puisqu'il ne comprend qu'un électron susceptible d'émettre ou d'absorber en passant d'un niveau énergétique à un autre, aussi sa théorie est-elle analogue à celle de cet atome, la seule différence entre He^+ et H réside dans la masse du noyau.

Les états quantifiés de He^+ dépendent d'un nombre entier n et l'énergie de l'état n est :

$$\frac{4\,R}{n^2}.$$

Les raies du spectre de l'hélium ionisé ont donc des fréquences définies par :

$$\nu = 4\,R\left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

où n et n' sont des nombres entiers.

Série de Pickering. — Une des séries de l'hélium ionisé obtenue en posant dans la formule précédente $n' = 4$ et en donnant à n toutes les valeurs entières à partir de 5, fut découverte par Pickering dans le spectre de ζ Puppis, elle fut appelée pour cela série de Pickering. On l'attribua d'abord faussement à l'hydrogène. Cette série est en effet représentée par la formule :

$$\nu = 4\,R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

et, en l'écrivant :

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2}\right)$$

on retrouve la formule de la série de Balmer, mais où n peut être égal à un entier ou à la moitié d'un nombre entier.

La formule de la série de Pickering peut se décom poser en 2 :

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(m + \frac{1}{2}\right)^2}\right)$$

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

m désignant un nombre entier.

La deuxième formule est identique à celle de Balmer et une raie sur deux de la série de Pickering coïncide donc avec une raie de la série de Balmer.

Cependant, dans le spectre d'un mélange d'hydrogène et d'hélium, on parvient à distinguer les raies de la série de Balmer de celles de la série de Pickering qui coïncident avec elles, car la coïncidence de leur fréquence n'est qu'approchée. Cet écart entre les raies des deux séries est d'environ 2 Å, il est dû au fait que dans les atomes, la masse des électrons, pour petite qu'elle soit par rapport à celle du noyau, n'est pas tout à fait négligeable. L'électron optique tourne donc, non pas autour du noyau, mais autour du centre de gravité de l'atome. Pour cette raison, il convient de modifier légèrement la formule qui donne l'énergie des orbites quantifiées de He^+. Ainsi dans la formule de la série de Pickering, il faut remplacer R par :

$$R\frac{1 + \frac{m}{M_H}}{1 + \frac{m}{M_{He}}}$$

où m est la masse de l'électron, M_H celle de l'atome d'hydrogène et M_{He} celle de l'atome d'hélium. L'expérience vérifie ces considérations théoriques.

Série de Rydberg. — Dans le spectre des étoiles dites Wolf Rayet, on découvrit une série appelée série de Rydberg, ou série de Fowler, attribuée à He^+, elle est en effet représentée par la formule donnant les fréquences des raies de He^+ lorsqu'on pose $n' = 3$ et lorsqu'on donne à n toutes les valeurs entières à partir de 4 :

$$\nu = 4\,R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad n = 4, 5, \ldots$$

Les séries de Pickering et de Rydberg, observées d'abord dans les astres, furent reconnues par la suite en laboratoire par Fowler dans le spectre d'un mélange d'hydrogène et d'hélium soumis à une forte décharge électrique.

Puis Lyman découvrit dans l'ultra-violet extrême les séries correspondant à $n' = 2$ et $n' = 1$, elles sont inobservables dans les astres par suite de l'absorption atmosphérique, mais elles existent certainement dans les spectres des étoiles très chaudes où elles jouent un rôle important.

La première raie de résonance de He^+ qui correspond à :

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right)$$

a pour longueur d'onde 304 Å.

CLASSIFICATION DES ÉLÉMENTS

Modèle atomique de Bohr. — La classification périodique des éléments, due à Mendéléeff, a été établie sur la base des propriétés chimiques des corps. Par la suite, elle a reçu, du point de vue de l'atome de Bohr, une interprétation que l'on peut considérer comme une explication, si l'on adopte le modèle de Bohr pour les atomes. Aussi, pour des raisons de commodité exposerons-nous directement cette classification en admettant le modèle de Bohr pour les atomes.

Un atome d'un corps simple est constitué par un noyau central, chargé positivement, autour duquel gravitent des électrons.

Le nombre Z des électrons gravitants est appelé nombre atomique, il est caractéristique de l'élément. La charge e et la masse m des électrons sont les nombres déjà cités :

$$e = 4{,}774.10^{-10} \text{ u. e. s.}$$
$$m = 9{,}02.10^{-28} \text{ gr}$$

La charge positive du noyau est Ze et sa masse est $(Z + p)$ M où p est un nombre voisin d'un entier et supérieur à Z et M la masse d'un noyau d'hydrogène

$$M = 1{,}66.10^{-24} \text{ gr}$$

La masse totale de l'atome est appelée masse atomique. On prend comme unité de masse une unité telle que la masse atomique de l'oxygène soit exactement 16 ; de cette manière la masse atomique de l'hydrogène est voisine de 1 et tous les atomes ont des masses atomiques voisines de nombres entiers.

p est supérieur à Z, il en résulte que la masse atomique d'un atome de nombre atomique Z est supérieure à 2 Z.

On peut se faire une représentation de l'atome en admettant que le noyau se compose de $Z + p$ protons (noyaux d'hydrogène) de masse M et de charge $+ e$ et de p électrons de charge $- e$. La masse du noyau est ainsi $(Z + p)$ M et sa charge est Ze, comme ce noyau est entouré de Z électrons, chacun de charge $- e$, l'atome est au total électriquement neutre.

Les couches électroniques. — Les électrons circulent autour du noyau suivant des orbites qui leur sont imposées par la mécanique des quanta ; ces orbites dépendent de trois nombres entiers, dont nous ne pouvons exposer ici la signification mathématique exacte, mais que nous sommes obligés de citer pour la compréhension des notations spectroscopiques :

n nombre quantique total

l — azimuthal

$j = l \pm \frac{1}{2}$ — interne

n et l sont effectivement des entiers, l ne peut prendre que les valeurs 0, 1, 2... $n - 1$. j est égal à un entier augmenté de $\frac{1}{2}$, il ne peut prendre que les valeurs $l - \frac{1}{2}$ et $l + \frac{1}{2}$.

On classe les orbites quantifiées décrites par les électrons en couches, chaque couche comprenant les électrons de même nombre quantique total n.

Les couches successives sont désignées par les lettres K, L, M... La couche correspondant au quan-

tum total n peut comprendre au maximum $2\,n^2$ électrons :

Nombre quantique total n	Couche	Nombre maximum d'électrons
1	K	2
2	L	8
3	M	18
4	N	32
5	O	50
.	.	.
.	.	.

Considérons dans un atome la suite des couches dans l'ordre K, L, M..., un certain nombre de ces couches sont complètes, c'est-à-dire contiennent le nombre maximum d'électrons qui peuvent leur être alloués. La couche qui vient immédiatement après celle-ci peut ne pas comprendre son nombre maximum d'électrons.

Cette dernière couche est, pour les chimistes, celle des électrons de valence, car le nombre des électrons de cette couche incomplète fixe les caractères chimiques généraux de l'atome.

Pour les spectroscopistes, la couche incomplète est celle des électrons optiques, en effet, l'émission ou l'absorption des raies de l'atome dans l'ultraviolet, le visible et l'infrarouge se produisent par déplacement des électrons de cette couche d'un niveau d'énergie à un autre.

Les raies du spectre de rayons X de l'atome sont produites au contraire dans les couches inférieures à la couche des électrons optiques.

Nous allons voir cependant qu'il y a quelques exceptions au schéma précédent, certaines couches

commençant à se garnir d'électrons, avant que les couches sous-jacentes soient complètes.

Tableau des éléments. — Ces principes généraux de l'atome de Bohr étant posés, nous allons examiner la succession des corps chimiques en décrivant les atomes que l'on obtient lorsqu'on remplit progressivement d'électrons les couches K, L, M...

En même temps, nous disposerons les corps sur un tableau (voir p. 148) qui doit se lire comme une page de livre.

Nous mettrons sur une même ligne les corps pour lesquels la couche des électrons optiques est la même :

1re ligne	....	Couche	K
2e —	....	—	L
3e —	....	—	M

et sur une même colonne les corps possédant les mêmes caractères chimiques :

1re colonne	....	alcalins	1	électron	de valence
2e —	....	alcalino-terreux	2	—	—
3e —	....	—	3	—	—
4e —	....	—	4	—	—
5e —	....	—	5	—	—
6e —	....	—	6	—	—
7e —	....	halogènes	7	—	—
8e —	....	gaz rares	8	—	—

Les lignes successives s'appellent les périodes de la classification.

On désigne chaque élément chimique par son symbole que l'on fait précéder de Z, nombre atomique. Au-dessous de chaque élément, on a inscrit la masse atomique.

Examinons d'abord la première période, elle commence par l'hydrogène, que nous avons étudié en

détail au début de ce chapitre. Il ne possède qu'un électron optique (ou de valence) situé dans la couche K et se trouve pour cela classé dans la colonne des alcalins.

Nous avons dit que la couche K pouvait contenir au maximum 2 électrons. Ajoutons donc un électron K à l'atome d'hydrogène, nous obtiendrons l'élément de nombre atomique 2 qui est l'hélium, comme la couche K est alors complète, nous placerons l'hélium dans la 8e colonne, celle des gaz rares.

La première période ne comprend donc que deux éléments :

1 H	2 He
1,008	4,00

Pour constituer l'élément de nombre atomique 3 à partir de l'hélium, il nous faudra placer un 3e électron dans la couche L, puisque K est complète. Nous obtenons ainsi le lithium qui comprend 2 électrons K (couche complète) et un seul électron L (couche incomplète). Comme ce corps a un seul électron de valence, nous le placerons dans la première colonne de la seconde ligne.

La couche L peut comprendre 8 électrons. Ajoutons-les successivement à la couche L, nous obtiendrons ainsi les corps de la première période : le glucinium, le bore, le carbone, l'azote, l'oxygène, le fluor et le néon qui est un gaz rare ; lorsque nous parvenons au néon, la couche L est complète et la seconde période est terminée.

Nous allons former ainsi les périodes successives du tableau des éléments en ajoutant des électrons aux couches suivantes M, N... Mais, dès la troisième période, une anomalie va se produire.

La couche M peut contenir 18 électrons, en ajoutant les 8 premiers, on obtient successivement le sodium, le magnésium, l'aluminium, le silicium, le phosphore, le soufre, le chlore, l'argon. Mais il semble que le nombre de 8 électrons dans une couche constitue une configuration stable, aussi lorsque nous parvenons à l'argon, élément de la troisième période qui comprend 8 électrons de valence, il ne sera pas possible d'en ajouter un 9e à la couche M.

Il faudra alors commencer à placer les nouveaux électrons dans la couche N, la couche sous-jacente M restant provisoirement incomplète avec 8 électrons.

En mettant un électron dans N, on obtient le potassium qui se place dans la 4e ligne et dans la colonne des alcalins car il ne comprend qu'un électron de valence. En plaçant un second électron dans la couche N on obtient le calcium.

Si on ajoute un 3e électron, celui-ci ne vient pas sur la couche N, comme pour les 2 corps précédents, mais sur la couche M, qui, rappelons-le, était incomplète à 8 électrons. On obtient ainsi le scandium, qui comprend 2 électrons K, 8 électrons L, 9 électrons M et 2 électrons N.

Les électrons qu'on ajoutera à partir de ce moment se placeront sur la couche M, jusqu'à ce que celle-ci soit complète à 18 électrons, ce qui a lieu quand on arrive au zinc. Pour tous ces corps, la couche N comprend toujours 2 électrons. M étant complète, les électrons qu'on ajoutera ensuite se placeront sur la couche N. Celle-ci peut comprendre 32 électrons, mais lorsqu'elle en contiendra 8 (krypton), elle cessera de se compléter comme cela était arrivé pour la couche M et, pour les 2 éléments suivants, le rubi-

dium et le strontium, les électrons viendront sur la couche O.

Nous n'insisterons pas davantage sur l'atome de Bohr, ni sur la classification des éléments, car ces questions ne constituent pas l'objet principal de ce livre.

Mécanisme de l'émission et de l'absorption. — Examinons le mécanisme de l'émission et de l'absorption d'une radiation lumineuse par un atome.

Nous venons d'exposer qu'un atome comprend des couches intérieures contenant le nombre maximum d'électrons qu'elles peuvent avoir, ou formant une configuration stable, et une couche extérieure qui, en général, n'est pas complète.

Les couches intérieures ne participent ni à l'émission ni à l'absorption des radiations lumineuses, elles n'interviennent que dans l'émission ou l'absorption des spectres de rayons X. Nous imaginerons donc que le noyau positif et ces couches internes restent dans le même état et créent dans leur voisinage un champ dans lequel les électrons de la couche extérieure se déplacent.

Les électrons de la couche extérieure au contraire participent à l'émission et à l'absorption des raies du spectre optique suivant un processus analogue à celui que nous avons exposé pour l'hydrogène.

En dehors des instants d'émission ou d'absorption, ces électrons se déplacent sur des orbites quantifiées dépendant, comme nous l'avons dit, de 3 nombres n, l, et :

$$j = l \pm \frac{1}{2}$$

où n et l sont entiers. Lors d'une émission, un électron, appelé électron optique, passe d'une orbite quantifiée à une autre orbite d'énergie inférieure à celle de la première, et la fréquence du photon émis est donnée par :

$$h\nu = E_1 - E_2$$

où E_1 est l'énergie de l'orbite de départ et E_2 celle de l'orbite d'arrivée.

Lors de l'absorption d'un photon de fréquence ν un électron optique saute d'une orbite à une autre d'énergie supérieure et on a la même relation entre la fréquence absorbée et les énergies des 2 orbites :

$$h\nu = E_2 - E_1$$

On voit que toute fréquence du spectre se présente sous la forme d'une différence :

$$\nu = \frac{E_1}{h} - \frac{E_2}{h}$$

Il suffit de connaître le tableau des quantités $\frac{E}{h}$, appelés termes spectroscopiques, pour en déduire celui des fréquences spectrales, toute fréquence d'une raie étant la différence entre deux termes spectroscopiques. Mais, si toute fréquence spectrale est la différence de deux termes, réciproquement, on n'observe pas toutes les raies obtenues en formant toutes les différences deux à deux des termes spectroscopiques.

On peut exprimer cela autrement dans le langage de l'atome de Bohr : lors d'une émission, un électron saute d'une orbite quantifiée à une autre orbite quantifiée, mais certains sauts, ou comme on dit certaines transitions, sont seuls permis, les autres

étant interdits. C'est là un point important sur lequel nous reviendrons plus loin.

On représente les niveaux d'énergie d'un atome par un graphique analogue à celui que nous avons décrit pour l'atome d'hydrogène. A titre d'exemple, nous allons d'abord étudier les spectres des alcalins et des alcalino-terreux.

SPECTRES DES ALCALINS

États quantifiés des alcalins. — Les atomes alcalins sont les plus simples car leur couche extérieure, la seule dont les électrons interviennent dans l'émission et l'absorption des spectres optiques, ne comprend qu'un électron.

L'état et par conséquent le niveau d'énergie d'un atome alcalin ne dépendent donc que de 3 nombres quantiques qui définissent l'orbite de son électron de valence :

n quantum total, qui correspond, comme nous l'avons dit, à la couche K, L, M, N... occupée par l'électron.

l quantum azimuthal qui est tel que $l \frac{h}{2\pi}$ représente le moment cinétique de l'électron sur son orbite. n et l sont des entiers.

j quantum interne tel que $j \frac{h}{2\pi}$ représente le moment cinétique total de l'électron, somme de son moment orbital et de son spin, qui, nous l'avons vu, est $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$. Le spin est en outre parallèle au

moment orbital, en sorte que j prend les valeurs $l + 1/2$ et $l - 1/2$.

Notations spectroscopiques. — Pour désigner les différents termes des alcalins ou, si on préfère, les différents états quantifiés de l'atome, on emploie une notation qu'il est utile de connaître.

On désigne le terme par une lettre majuscule qui correspond à son quantum azimuthal l, conformément à la convention suivante :

Lettre	S	P	D	F...
l	0	1	2	3...

Cette lettre est précédée d'un nombre entier qui est le quantum total n, suivie d'un indice inférieur qui est le quantum interne j et précédée d'un indice supérieur m qui indique la multiplicité à laquelle le terme appartient, ainsi :

$$n\,{}^{m}S_{j}$$

désigne un terme de quantum total n, de quantum azimuthal 0, de quantum interne j et de multiplicité m.

Pour le terme $n\,{}^{m}P_{j}$, les nombres quantiques sont les mêmes sauf le quantum azimuthal qui est 1.

On désigne une raie du spectre en inscrivant côte à côte les désignations des états initial et final de l'atome lors de l'émission de cette raie séparée du signe —. Par exemple :

$$3\,S - 5\,P$$

représente une raie émise lorsque l'électron optique passe d'un niveau 3 S d'énergie E à un niveau 5 P d'énergie E', la fréquence de cette raie est donnée par :

$$h\nu = E - E'$$

Règles de sélection. — Comme nous l'avons déjà signalé, les transitions entre les divers termes ne sont pas toutes possibles, il existe des « règles de sélection » fixant les transitions « permises ». Seules sont observables les raies correspondant à certains sauts de l'électron optique.

Voici ces règles :

l ne peut varier que de $+1$ ou -1 ;

j ne peut varier que de -1, 0 ou $+1$; en outre la combinaison $0 \to 0$ des quanta internes est interdite.

On peut encore énoncer la première règle sous une autre forme :

Un terme	S	ne peut	se combiner	qu'avec un terme	P
—	P	—	—	—	S ou D
—	D	—	—	—	P ou F

Séries des alcalins. — On range les raies des atomes en séries. Les raies d'une même série correspondant à une transition entre un état fixe et une suite d'états pour lesquels l est fixe, n prenant toutes les valeurs entières. Voici, par exemple, quelques séries de Na :

Série principale.................	$3\,S - n\,P$	$n = 3, 4...$
— diffuse	$3\,P - n\,D$	$n = 3, 4...$
— étroite	$3\,P - n\,S$	$n = 4, 5...$
— fondamentale	$3\,D - n\,F$	$n = 4, 5...$

Nous n'avons pas inscrit les valeurs du quantum interne j correspondant aux différents termes, si on les inscrit en tenant compte de ce que $j = l \pm \frac{1}{2}$ et des règles de sélection, on voit que chaque raie se décompose en plusieurs dont le nombre s'appelle multiplicité de la raie.

Par exemple, la série diffuse est composée de triplets :

$$3\,^2P_{1/2} - n\,^2D_{3/2}$$
$$3\,^2P_{3/2} - n\,^2D_{3/2}$$
$$3\,^2P_{3/2} - n\,^2D_{5/2}$$

SPECTRES DES ATOMES POSSÉDANT UN NOMBRE QUELCONQUE D'ÉLECTRONS DE VALENCE

Spectres des alcalinos-terreux. — Les atomes alcalino-terreux, le glucinium, le magnésium, le calcium..., ne comprennent que 2 électrons optiques et on peut, au point de vue spectroscopique, leur rattacher l'hélium qui est dans le même cas.

Chacun des électrons optiques se déplace sur une orbite quantifiée définie par 3 nombres quantiques, en sorte que l'état d'un tel atome est défini par 6 nombres : n_1, l_1, j_1 quantum total, azimuthal et interne de l'un des électrons et n_2, l_2, j_2 quanta analogues de l'autre électron.

Ces nombres quantiques se combinent entre eux, ou, suivant le langage consacré, sont couplés pour former les nombres quantiques n, l, j relatifs à l'ensemble de 2 orbites. Nous n'entrerons pas dans le détail de ces couplages, car cette étude nous entraînerait trop loin.

Pour désigner un état de l'atome, on indique les états de chacun des électrons optiques par des minuscules puis l'état d'ensemble de l'atome par une majuscule. Par exemple, dans l'état désigné par

$$2\,p\,3\,d\,^3P_2$$

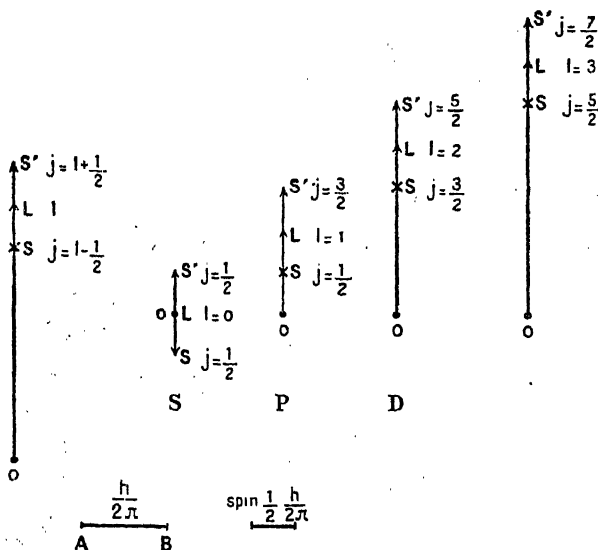



Fig. 23. — Moment cinétique total d'un atome alcalin

Le moment cinétique OL de l'unique électron optique sur son orbite est un nombre entier l de fois l'unité AB $= \frac{h}{2\pi}$. On lui ajoute le spin de l'électron de grandeur $\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi}$ de manière que les projections des extrémités des vecteurs ainsi obtenus sur OL soient distantes de multiples entiers de $\frac{h}{2\pi}$. On n'a donc que les deux possibilités représentées sur la figure de gauche. OS et OS' sont les moments cinétiques totaux.

Pour un terme S, $l = o$ et OS $=$ OS' les termes S sont donc simples (notation $'S_{1/2}$). Les termes P, D, F... sont au contraire doubles car, pour eux, OS $\pm$ OS' (notations $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$, $^2D_{3/2}$).

un des électrons a pour quantum total 2 et pour quantum azimuthal 1, correspondant à *p*, l'autre a pour quantum total 3 et pour quantum azimuthal 2 correspondant à *d*. L'ensemble de l'atome a pour

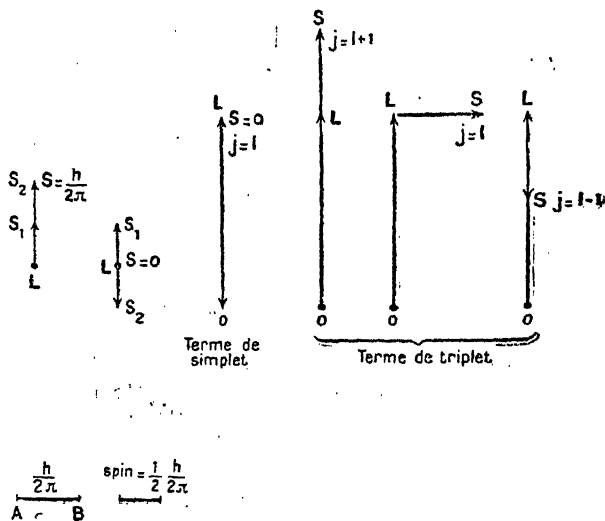



Fig. 24. — Moment cinétique total d'un atome d'hélium ou alcalino-terreux

On compose les spins des 2 électrons optiques, les deux seules combinaisons possibles sont figurées à gauche, le spin total est égal à $\frac{h}{2\pi}$ ou à 0.

La composition du moment cinétique total OL des orbites avec le spin total ne donne qu'une combinaison si le spin est nul et en donne 3 s'il est égal à $\frac{h}{2\pi}$.

quantum azimuthal 1 correspondant à P, pour quantum interne 2 et le terme est triple.

Si les 2 électrons sont dans le même état, $1\,s$ par exemple, on note le terme

$$1\ s^2\ {}^1S_0$$

La raie correspondant au passage d'un état représenté par la notation A à un état représenté par A′ se note :

$$A - A'$$

et sa fréquence ν est donnée par :

$$h\nu = E - E'$$

où E et E′ sont respectivement les énergies des états A et A′.

En général, lors du passage d'un état à un autre, un seul électron saute d'une orbite quantifiée à une autre, le second électron restant sur la même orbite, et les sauts électroniques sont soumis aux règles de sélection que nous avons exposées à propos des atomes alcalins.

On conçoit, sans qu'il soit nécessaire d'insister, qu'on puisse donner une interprétation analogue des spectres des atomes à 3, 4... électrons de valence et adopter une notation analogue des états énergétiques de l'atome et de ses raies.

Spectres d'étincelles des divers ordres. — Un atome se trouve normalement dans son état d'énergie minimum. Si on excite un atome dans cet état par un procédé quelconque, par exemple en le bombardant avec un électron, on peut le porter dans un autre état, et l'atome, en redescendant de ce dernier état

vers d'autres états d'énergie inférieure émettra les raies de son spectre correspondant aux transitions qui auront alors lieu.

Le spectre ainsi émis s'appelle spectre d'arc ou spectre de l'atome neutre, car, tant que les électrons optiques restent liés à l'atome, ce dernier est électriquement neutre.

Soit E_0 l'énergie de l'état fondamental et E_1 l'énergie de l'état le plus voisin. Si les électrons avec lesquels on bombarde l'atome ont une énergie inférieure à $E_1 - E_0$ aucune émission n'a lieu car, pour porter l'atome de l'état fondamental à un autre, il faut lui fournir une énergie au moins égale à $E_1 - E_0$.

Pour communiquer une énergie aux électrons, on leur fera subir une chute de potentiel, la chute qui leur communique l'énergie $E_1 - E_0$ s'appelle potentiel de résonance.

Si on bombarde des atomes avec des électrons de potentiel croissant, on n'observera pas d'émission tant qu'on n'atteint pas le potentiel de résonance. Quand on atteindra ce dernier, on observera une raie d'émission de fréquence ν donnée par :

$$h\nu = E_1 - E_0$$

car l'atome ne sera encore porté que dans l'état d'énergie E_1. Cette raie est appelée première raie de résonance. Si on continue d'augmenter le potentiel, on pourra porter l'atome successivement dans ses divers états énergétiques et on observera progressivement tout son spectre en émission. Signalons qu'on appelle raies ultimes les raies d'émission pour lesquelles le niveau d'arrivée est le niveau fondamental.

Une excitation plus importante pourra enfin chasser un électron de l'atome. On dit alors que l'atome est ionisé, il n'est plus électriquement neutre, le noyau porte en effet une charge électrique positive qui n'est plus entièrement neutralisée par les électrons qui l'entourent, car il en manque désormais un.

L'atome ionisé est désigné par le symbole de l'atome neutre suivi d'un signe +, pour indiquer qu'il possède une charge élémentaire positive. On désigne encore l'atome neutre en le faisant suivre du chiffre romain I et l'atome ionisé en le faisant suivre du chiffre II.

Le potentiel nécessaire pour chasser un électron s'appelle potentiel d'ionisation.

L'atome ionisé comprend un électron optique de moins que l'atome neutre, son spectre est donc différent de celui de cet atome et s'apparente à celui des éléments dont la valence est celle du corps diminuée d'une unité, on l'appelle spectre d'étincelle.

Une excitation plus importante encore peut chasser un second électron optique, on a alors un atome 2 fois ionisé, dont le spectre s'apparente à celui d'un atome de valence 2 fois moindre ; cet atome se note en faisant suivre le symbole du corps de deux signes + ou du chiffre romain III.

Par exemple, l'hydrogène qui n'a qu'un électron ne présente qu'un spectre, car l'hydrogène ionisé se réduit à son noyau.

L'hélium, qui a 2 électrons, présente 2 spectres, celui de He et celui de He^+, ce dernier s'apparente à celui de l'hydrogène.

Le calcium est un alcalino-terreux, le spectre de Ca^+ est donc un spectre d'alcalin.

vers d'autres états d'énergie inférieure émettra les raies de son spectre correspondant aux transitions qui auront alors lieu.

Le spectre ainsi émis s'appelle spectre d'arc ou spectre de l'atome neutre, car, tant que les électrons optiques restent liés à l'atome, ce dernier est électriquement neutre.

Soit E_0 l'énergie de l'état fondamental et E_1 l'énergie de l'état le plus voisin. Si les électrons avec lesquels on bombarde l'atome ont une énergie inférieure à $E_1 - E_0$ aucune émission n'a lieu car, pour porter l'atome de l'état fondamental à un autre, il faut lui fournir une énergie au moins égale à $E_1 - E_0$.

Pour communiquer une énergie aux électrons, on leur fera subir une chute de potentiel, la chute qui leur communique l'énergie $E_1 - E_0$ s'appelle potentiel de résonance.

Si on bombarde des atomes avec des électrons de potentiel croissant, on n'observera pas d'émission tant qu'on n'atteint pas le potentiel de résonance. Quand on atteindra ce dernier, on observera une raie d'émission de fréquence ν donnée par :

$$h\nu = E_1 - E_0$$

car l'atome ne sera encore porté que dans l'état d'énergie E_1. Cette raie est appelée première raie de résonance. Si on continue d'augmenter le potentiel, on pourra porter l'atome successivement dans ses divers états énergétiques et on observera progressivement tout son spectre en émission. Signalons qu'on appelle raies ultimes les raies d'émission pour lesquelles le niveau d'arrivée est le niveau fondamental.

Une excitation plus importante pourra enfin chasser un électron de l'atome. On dit alors que l'atome est ionisé, il n'est plus électriquement neutre, le noyau porte en effet une charge électrique positive qui n'est plus entièrement neutralisée par les électrons qui l'entourent, car il en manque désormais un.

L'atome ionisé est désigné par le symbole de l'atome neutre suivi d'un signe +, pour indiquer qu'il possède une charge élémentaire positive. On désigne encore l'atome neutre en le faisant suivre du chiffre romain I et l'atome ionisé en le faisant suivre du chiffre II.

Le potentiel nécessaire pour chasser un électron s'appelle potentiel d'ionisation.

L'atome ionisé comprend un électron optique de moins que l'atome neutre, son spectre est donc différent de celui de cet atome et s'apparente à celui des éléments dont la valence est celle du corps diminuée d'une unité, on l'appelle spectre d'étincelle.

Une excitation plus importante encore peut chasser un second électron optique, on a alors un atome 2 fois ionisé, dont le spectre s'apparente à celui d'un atome de valence 2 fois moindre ; cet atome se note en faisant suivre le symbole du corps de deux signes + ou du chiffre romain III.

Par exemple, l'hydrogène qui n'a qu'un électron ne présente qu'un spectre, car l'hydrogène ionisé se réduit à son noyau.

L'hélium, qui a 2 électrons, présente 2 spectres, celui de He et celui de He^{+}, ce dernier s'apparente à celui de l'hydrogène.

Le calcium est un alcalino-terreux, le spectre de Ca^{+} est donc un spectre d'alcalin.

Le bore et l'aluminium ont 3 électrons optiques ; B^+ et Al^+ ont ainsi des spectres d'alcalino-terreux, et B^{++} et A^{++} des spectres d'alcalins.
O a 6 électrons, O^+ en a donc 5, O^{++} 4 et O^{+++} 3.

États métastables. — Considérons d'abord un alcalin comme Na et examinons le schéma des niveaux de ce corps. Son niveau fondamental est le niveau :

$$1\,^2S_{1/2}$$

Les niveaux les plus voisins du niveau fondamental sont les niveaux :

$$2\,^2P_{3/2} \quad \text{et} \quad 2\,^2P_{1/2}$$

les transitions :

$$2\,^2P_{3/2} - 1\,^2S_{1/2}$$
$$2\,^2P_{1/2} - 1\,^2S_{1/2}$$

sont permises par les règles de sélections, elles correspondent aux raies jaunes D_2 et D_1 du spectre de Na.

Le niveau immédiatement supérieur aux deux précédents est le niveau :

$$2\,^2S_{1/2}$$

Lorsque l'électron optique arrive à ce niveau, il peut redescendre vers les deux niveaux P précédemment considérés en émettant les raies :

$2\,^2S_{1/2} - 2\,^2P_{3/2}$ de longueur d'onde 11.404,2
$2\,^2S_{1/2} - 2\,^2P_{1/2}$ — 11.382,4

De ces niveaux $2\,^2P_{3/2}$ et $2\,^2P_{1/2}$ l'électron peut ensuite redescendre vers le niveau fondamental en émettant les raies D_2 et D_1.

Mais l'électron optique, placé au niveau $2\,^2S_{1/2}$ ne peut en redescendre directement vers le niveau

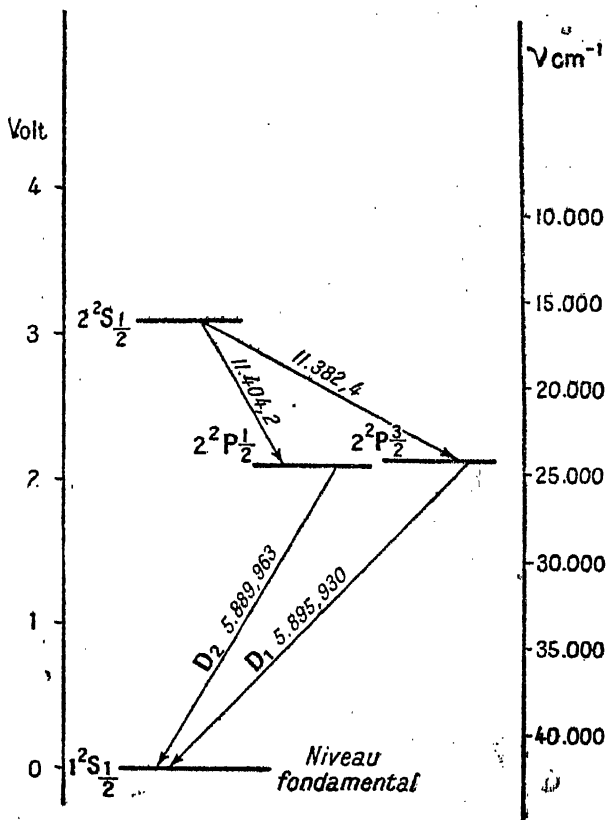



Fig. 25. — Niveaux inférieurs de Na

fondamental 1 $^2S_{1/2}$ car la transition entre deux termes S est interdite par les règles de sélection.

Effectivement un atome de Na placé au niveau 2 $^2S_{1/2}$ redescend de ce niveau aux niveaux P et au niveau fondamental au bout d'un temps très court de l'ordre de 10^{-8} secondes, et on observe bien les raies D_1 et D_2.

Lorsque l'atome est dans l'état fondamental, il y reste tant qu'aucune excitation extérieure n'intervient, cet état est donc stable.

Au contraire, nous venons de voir que l'électron ne reste qu'un temps très court dans les états tels que 2 $^2S_{1/2}$ ou 2 $^2P_{3/2}$. Ces états sont instables.

Considérons maintenant l'atome de He, son niveau fondamental est :

$$1\ ^1S_0$$

les niveaux les plus voisins sont les deux niveaux :

$$2\ ^3S_1$$
$$2\ ^1S_0$$

immédiatement après ceux-ci, viennent les niveaux :

$$2\ ^3P_0$$
$$2\ ^3P_1$$
$$2\ ^3P_2$$
$$2\ ^1P_1$$

cherchons les raies correspondant aux transitions entre ces états et l'état fondamental.

On observe les raies :

591,6 correspondant à $2\ ^3P_1 — 1\ ^1S_0$
584,4 — $2\ ^1P_1 — 1\ ^1S_0$

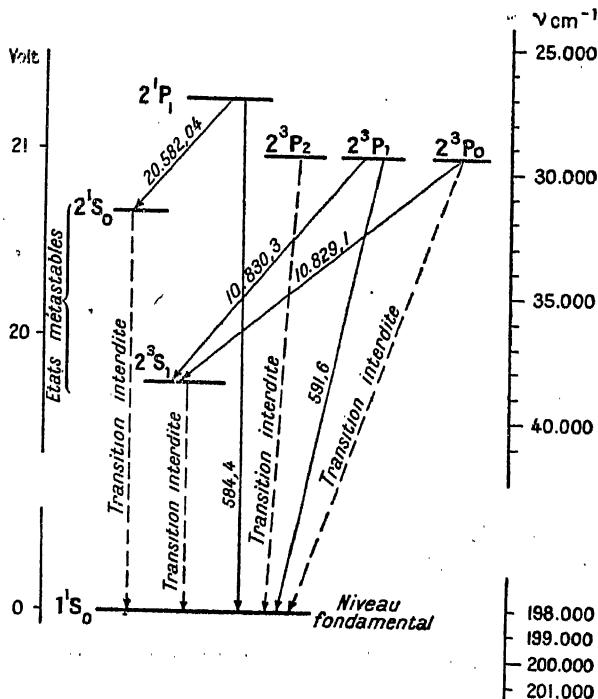



Fig. 26. — Niveaux inférieurs de He

On n'observe pas les raies correspondant aux transitions :

$$2\ {}^3P_0 — 1\ {}^1S_0$$
$$2\ {}^3P_2 — 1\ {}^1S_0$$

car la première correspond à la combinaison $0 \rightarrow 0$

du quantum interne j et la seconde à $\Delta j = 2$, combinaisons interdites par les règles de sélection.

On n'observe pas non plus les raies correspondant aux transitions :

$$2\ {}^3S_1 - 1\ {}^1S_0$$
$$2\ {}^1S_0 - 1\ {}^1S_0$$

car elles correspondent à un saut de 0 du quantum azimuthal l, qui est interdit. Nous avons déjà dit qu'un terme S ne peut se combiner qu'avec un terme P, et que la combinaison entre deux termes S est interdite. En outre, la seconde transition est doublement interdite, car elle correspond à la combinaison $0 \rightarrow 0$ du quantum interne j.

Imaginons un atome d'hélium parvenu dans l'un des deux états :

$$2\ {}^1S_1 \text{ ou } 2\ {}^3S_0$$

De ces états l'atome ne peut spontanément descendre vers aucun autre état.

L'atome ne peut en effet descendre que vers un état d'énergie inférieure à celle de l'état considéré, or, le seul état répondant à cette condition est l'état fondamental $1\ {}^2S_0$, avec lequel la transition est interdite comme nous venons de le voir.

Les états S considérés ne peuvent se combiner qu'avec des états P, mais il n'existe aucun état P d'énergie inférieure à celle de ces deux états S.

L'atome de He parvenu dans ces états S doit donc y rester tant qu'aucune action extérieure ne vient le porter à un état supérieur.

Ces états $2\ {}^3S_1$ et $2\ {}^1S_0$ d'où l'atome ne peut redescendre spontanément, malgré qu'ils ne soient

pas l'état fondamental d'énergie minimum, sont appelés états *métastables*.

On peut calculer les longueurs d'ondes qui correspondraient aux transitions interdites si on pouvait les observer.

Les termes (en nombre d'ondes par centimètre) du niveau fondamental et des niveaux P sont en effet connus par l'observation de la série de simplets :

$$1\ {}^1S_0 - n\ {}^1P_1$$
$$1\ {}^1S_0 \quad T_0 = 198.307,9$$
$$2\ {}^1P_1 \quad T_1 = 27.175,17$$
$$3\ {}^1P_1 \quad T_2 = 12.100,56$$

D'autre part, on observe aussi les raies permises :

$$2\ {}^1S_0 - 2\ {}^1P_1 \quad \lambda_1 = 20.582,04\ \text{Å}$$
$$2\ {}^1S_0 - 3\ {}^1P_1 \quad \lambda_2 = 5.015,675\ \text{Å}$$

On en déduit la valeur T du terme correspondant à l'état métastable $2\ {}^1S_0$ par :

$$\frac{h}{\lambda_1} = T_1 - T$$
$$\frac{h}{\lambda_2} = T_2 - T$$

On trouve ainsi :

$$T = 32.032,51$$

et on en déduit la longueur d'onde λ de la raie interdite :

$$2\ {}^1S_0 - 1\ {}^1S_0$$

par

$$\frac{h}{\lambda} = T - T_0$$

c'est-à-dire :

$$\lambda = 600,5\ \text{Å}$$

En fait, Lyman a observé dans le spectre d'arc He une très faible raie correspondant à cette longueur d'onde.

Par ailleurs, on a observé en laboratoire de nombreuses raies interdites par les règles de sélection. Ces raies sont faibles et on ne les observe souvent que dans des circonstances particulières. Comme les raies interdites jouent un rôle important dans les spectres nébulaires, nous allons revenir sur les règles de sélection et les possibilités d'émission des raies interdites.

Lorsqu'on porte un atome à un état excité, il redescend de lui-même à un niveau plus bas, qui peut être l'état fondamental, en émettant une radiation de son spectre. Cette transition se produit au bout d'un temps plus ou moins long, en d'autres termes, les états excités ont une certaine durée moyenne de vie, l'atome porté dans un de ces états y restant en moyenne un certain temps avant de redescendre de lui-même à un niveau inférieur.

Or, la vie moyenne varie beaucoup d'un état à un autre.

Les états instables ordinaires ont une vie moyenne de 10^{-7} à 10^{-8} secondes.

Les états métastables ont des vies moyennes de 10^{-2} secondes et même davantage.

Lorsqu'un atome est porté dans un état ordinaire, il y reste donc très peu de temps et redescend presque aussitôt à un niveau inférieur en émettant.

Au contraire, si un atome est porté dans un état métastable, il y restera longtemps avant de redescendre.

Mais avant que cela ne se produise, il aura reçu une nouvelle excitation soit par choc avec un élec-

tron, soit par choc avec un autre atome, soit par choc contre les parois du récipient. Il sera porté dans un autre état et n'émettra pas par conséquent la raie interdite. Cette nouvelle excitation aura tout le temps de se produire, étant donnée la longueur de la vie moyenne de l'état métastable.

En résumé, les raies interdites peuvent être émises, mais on ne laisse pas aux atomes le temps de les émettre.

Les règles de sélection interdisent les transitions peu probables, elles n'ont donc pas un caractère absolu. Par exemple la transition « interdite » :

$$2\ {}^{1}S_{0} - 1\ {}^{1}S_{0}$$

de l'atome d'hélium peut se produire, mais avec une probabilité 1 million de fois plus faible que la transition « permise ».

$$2\ {}^{3}P_{1} - 1\ {}^{1}S_{0}$$

aussi l'intensité de la raie interdite est-elle si faible que l'on n'a pu l'observer que tardivement en laboratoire, d'où l'origine de l'adjectif interdit.

Les raies du nébulium, qui sont intenses dans les nébuleuses par émission, ont été identifiées par le calcul avec des raies interdites de N^{+}, de O^{+} et de O^{++}.

Dans le chapitre suivant, en exposant le mécanisme de l'émission des nébuleuses par émission, nous expliquerons pourquoi les raies interdites peuvent être émises avec intensité par les nébuleuses.

CHAPITRE VI

LES NÉBULEUSES PAR ÉMISSION ET LES NÉBULEUSES PLANÉTAIRES

Les spectres d'émission des nébuleuses

Parenté des nébuleuses diffuses par émission et des nébuleuses planétaires. — Nous avons distingué 4 sortes de nébuleuses :

Les nébuleuses diffuses par réflexion, ou nébuleuses à spectre continu.

Les nébuleuses obscures ou nébuleuses de Barnard.

Les nébuleuses diffuses par émission.

Les nébuleuses planétaires.

Nous avons étudié les deux premières catégories de nébuleuses et établi leur parenté.

Dans ce chapitre, nous étudierons simultanément les deux dernières catégories. L'étude des nébuleuses diffuses par émission est en effet identique à celle des nébuleuses planétaires, car ces catégories présentent toutes deux des spectres de raies d'émission, et la plupart des raies des nébuleuses planétaires se retrouvent dans les nébuleuses diffuses par émission.

Au simple point de vue de leur aspect, nébuleuses planétaires et nébuleuses diffuses par émission parais-

sent différentes. Les premières ont un aspect circulaire assez régulier alors que les secondes ont des formes irrégulières. Mais cette différence se borne au point de vue morphologique ; les spectres des deux nébuleuses sont bien tous deux des spectres d'émission avec des raies communes, mais les nébuleuses planétaires ont en général une brillance plus élevée et montrent souvent des raies correspondant à des éléments qu'on ne trouve pas toujours dans les nébuleuses diffuses par émission.

Rappelons les règles de Hubble que nous avons énoncées au chapitre III :

Toute nébuleuse est accompagnée d'une ou plusieurs étoiles excitatrices.

Il y a corrélation entre la nature du spectre d'une nébuleuse et le type spectral de l'étoile excitatrice.

Les nébuleuses par réflexion sont apparentées à des étoiles plus avancées que B0, au contraire les nébuleuses par émission et les nébuleuses planétaires sont excitées par des étoiles de types B0 et moins avancés.

On constate en outre que les étoiles excitatrices des nébuleuses planétaires sont de types moins avancés que O*e* 5, alors que pour les nébuleuses diffuses par émission ces étoiles ont des types O*e* 5 ou B0.

Malgré ces deux différences, aspect et type de l'étoile excitatrice, nous rangerons ici les nébuleuses diffuses par émission et les nébuleuses planétaires dans la même catégorie car l'explication de leur émission est la même. Nous examinerons à la fin de ce chapitre les différences qui existent entre elles.

Les raies d'émission des nébuleuses. — Dans les spectres des nébuleuses par émission et des nébu-

leuses planétaires, on observe de nombreuses raies brillantes dont 50 % environ avaient été identifiées en 1928 comme appartenant à des éléments connus.

Le tableau qui suit donne la liste de ces raies. Dans la première colonne figure la longueur d'onde de la raie en angströms, dans la seconde l'intensité relative de la raie ; en général, on a pris pour intensité la moyenne de celles de la raie dans 2 nébuleuses typiques (N. G. C., 7027 et N. G. C., 6572).

Les 3 colonnes suivantes indiquent l'atome émetteur de la raie. Comme nous le verrons, 3 mécanismes différents président à l'émission des raies : le mécanisme premier, le mécanisme de fluorescence, le mécanisme d'émission des raies interdites. Chacun de ces mécanismes correspond à une colonne du tableau et nous avons par avance classé le nom de l'élément émetteur dans la colonne qui correspond au mécanisme d'émission de la raie. Pour les raies de la série de Balmer de H on a indiqué le nom de la raie.

Identification des raies des nébuleuses. — Dans le tableau ci-après, nous avons inscrit en face de chaque raie l'atome qui l'émet. Mais ceci appelle une remarque :

Jusqu'en 1928, seules les identifications qui figurent dans les deux premières colonnes, mécanisme premier et fluorescence, avaient été faites. Seules en effet les raies correspondantes ont été observées en laboratoire. Ce sont :

Les raies de la série de Balmer de H.

Les raies de He et de He^+.

Quelques raies intenses de O^{++} et de N^{++}.

Quelques raies faibles de O^+, O^{++}, C^+ et C^{++}.

	Intensité	Mécanisme premier	Fluorescence	Raies interdites ou raies du nébulium
3.025 ...			O++	
3.047 ...			O++	
3.118 ...			O++	
3.133 ...	1		O++	
3.188 ...		He		
3.203,1 ..		He+		
3.299 ...			O++	
3.312,1 ..	1		O++	
3.340,9 ..			O++	Ne++
3.345,8 ..	8			Ne++++
3.426,0 ..	20			Ne++++
3.428,5 ..	20		O++	
3.444,1 ..	8		O++	
3.703,9 ..		H (Hζ)		
3.705 ...		He		
3.712,4 ..		H (Hν)		
3.722 ...		H (Hμ)		
3.726,2 ..	50			O+
3.728,9 ..	30			O+
3.734 ...		H (Hλ)		
3.750 ...	4	H (Hκ)		
3.759 ...	2		O++	
3.771 ...	6	H (Hι)		
3.798 ...	5	H (Hθ)		
3.820 ...	1	He		
3.835,5 ..	11	H (Hη)		
3.840,2 ..	5			
3.868,7 ..	60			N++
3.885,6 .. }	10	He		
3.889,1 .. }		H (Hξ)		
3.935 ...		Ca+ (?)		
3.964,8 ..	1	He		
3.967,5 ..	60			Ne++
3.970,1 ..	35	H (Hε)		
4.009 ...	1	He		
4.026,2 ..	5	He, He+		
4.064 ...	1			
4.068,6 ..	13			S+
4.076,2 ..	2			S+
4.097,3 ..	1		N++	
4.101,7 ..	65	H (Hδ)		

	Intensité	Mécanisme premier	Fluorescence	Raies interdites ou raies du nébulium
4.120,6 ..	1	He		
4.144,0 ..	1	He		
4.200 ...	1	He+		
4.267,1 ..	1	C+		
4.340,5 ..	75	He+, H (Hγ)		
4.353 ...				
4.363,2 ..	50			O++
4.388,0 ..	1	He		
4.416 ...	1	O+		
4.471,5 ..	14	He		
4.634,1 ..	5		N++	
4.640,9 ..	6		N++	
4.649,2 ..	1	C++, O+		
4.658,2 ..	3			
4.685,8 ..	45	He+		
4.711,4 ..				A+++
4.712,6 ..	7	He		
4.725,5 ..	5			Ne++++
4.740,2 ..	13			A+++
4.861,3 ..	70	H (Hβ)		
4.922,2 ..	1	He		
4.958,9 ..	140			O++ (raie N_2)
5.006,8 ..	500			O++ (raie N_1)
5.017 ...	1	He		
5.411,3 ..	2	He		
5.537 ...				Cl++
5.577 ...				O
5.654,8 ..	1			
5.720 ...				F++
5.737 ...	1			
5.754,8 ..	3			N+
5.875,7 ..	15	He		
6.086 ...				Ca++++
6.102 ...				K++++
6.302 ...	4			O
6.313 ...	1			A++++
6.364 ...	2			O
6.435 ...				A++++
6.548,1 ..				N+
6.562,8 ..	80	H (Hα)		
6.583,6 ..	30			N+

	Intensité	Mécanisme premier	Fluorescence	Raies interdites ou raies du nébulium
6.677 ...	1	He		
6.717 ...				S^+
6.730 ...	1			S^+
7.009 ...				A^{++++}
7.065 ...	1	He		
7.136 ...	5			A^{++}
7.320 ...	3			O^+
7.330 ...	2			O^+

Pour ces raies, l'identification était facile, puisqu'on les observe au laboratoire. Mais il importe de remarquer que toutes les raies de O^{++} et N^{++} observées au laboratoire ne se retrouvent pas dans les nébuleuses, où l'on n'observe que les raies de O^{++} et N^{++} qui figurent au tableau précédent (colonne fluorescence).

Par contre, les raies qui figurent dans la colonne raies interdites, ou raies du nébulium, n'ont pas été observées au laboratoire.

Les raies interdites les plus intenses sont les deux raies vertes :

N_1 5,007
N_2 4,959

Ensuite viennent dans l'ordre des intensités décroissantes :

3.869
3.967
4.363
6.584
3.729...

Notons que ces raies constituent environ 50 % du spectre des nébuleuses et sont parmi les plus intenses.

Comme on ne les observait en laboratoire dans le spectre d'aucun élément connu, on les attribua d'abord à un élément nouveau que l'on appela nébulium.

En 1928, Bowen et Croze établirent que ces raies sont des raies interdites de N^+, O^+ et O^{++}.

Nous allons maintenant exposer le mécanisme de l'émission dans les nébuleuses et donner réponse aux questions suivantes :

Pourquoi les nébuleuses à raies d'émission sont-elles associées à des étoiles B0 ou plus chaudes ?

Pourquoi le spectre de la nébuleuse est-il complètement différent de celui de l'étoile excitatrice ?

Pourquoi l'intensité des raies d'émission des nébuleuses est-elle si grande ?

Pourquoi n'observe-t-on dans les nébuleuses que certaines raies de N et O alors que les autres raies du spectre de ces corps sont inobservées ?

Pourquoi les transitions interdites qui partent des états métastables se produisent-elles dans les nébuleuses et ne se rencontrent-elles pas en laboratoire ?

Nous allons nous trouver en présence de mécanismes divers d'émission, examinons-les successivement.

MÉCANISME PREMIER

Mécanisme d'émission par photo-excitation directe. — Ce mécanisme premier consiste dans l'excitation des atomes de la nébuleuse, qui sont dans l'état fondamental, par la lumière ultra-violette de l'étoile excitatrice.

Exposons ce mécanisme sur un modèle simplifié de nébuleuse :

Imaginons une nébuleuse composée uniquement d'hydrogène. Les atomes de ce corps sont dans l'état fondamental, qui est leur état naturel de repos. L'électron de ces atomes se trouve par conséquent dans l'état d'énergie minimum qui correspònd au quantum total $n = 1$.

L'étoile excitatrice émet dans la nébuleuse des photons de toutes longueurs d'onde et elle émet d'autant plus de photons de faibles longueurs d'onde que sa température est plus élevée.

Imaginons la rencontre d'un photon de fréquence ν avec un atome H dans son état fondamental.

L'électron de l'atome d'hydrogène, qui se trouve dans l'orbite d'énergie minimum, peut être porté sur une orbite d'énergie supérieure ou même chassé de l'atome.

Mais pour que cette excitation, ou cette ionisation, de l'atome ait lieu, il faut que le photon incident possède une énergie suffisante ou, comme cette énergie est $h\nu$, une fréquence assez élevée.

L'énergie minimum nécessaire est celle qui permettra à l'électron de passer sur l'orbite de quantum total 2, elle correspond au potentiel de résonance de $L\alpha$ qui est de 10,15 volts, ou à une fréquence égale à celle de la première raie $L\alpha$ de la série de Lyman, c'est-à-dire à la longueur d'onde 1.215 Å.

Ainsi, aucun des photons de longueur d'onde supérieure à 1.215 Å ne pourra exciter ni ioniser les atomes de H. Ceux-ci, restant dans leur état fondamental, ne pourront pas émettre. On comprend ainsi pourquoi l'émission n'a lieu dans une nébuleuse que

si l'étoile excitatrice est assez chaude ou, si l'on préfère, de type spectral moins avancé qu'un certain type.

Les étoiles de type plus avancé que B0 n'émettent pas assez de photons de longueur d'onde inférieure à 1.215 Å pour exciter les atomes d'hydrogène. Par contre, les étoiles de type B0 ou moins avancé ont une température supérieure à 20.000° et émettent par conséquent beaucoup d'ultra-violet, on comprend ainsi pourquoi la nébuleuse sera excitée seulement si l'étoile excitatrice est de type O ou B0.

Supposons donc que l'étoile excitatrice émette un grand nombre de photons de longueurs d'onde inférieures à 1.215 Å ; les photons dont la longueur d'onde est exactement 1.215 Å exciteront les atomes de H et porteront l'électron atomique sur l'orbite de quantum 2 d'où il redescendra spontanément vers l'état fondamental en émettant Lα.

De même les photons de longueur d'onde 1.025 Å porteront l'électron sur l'orbite de quantum 3, celui-ci en redescendra vers l'état fondamental, soit directement, en émettant Lβ, soit en passant par l'orbite de quantum 2 en émettant successivement Hα et Lα.

D'une manière générale, les photons correspondant à une longueur d'onde de la série Lyman porteront l'électron sur les orbites successives d'où, en redescendant par cascades vers l'état fondamental, il émettra tout le spectre de l'hydrogène.

Enfin, un photon de longueur d'onde inférieure à 912 Å, limite de la série de Lyman, chassera l'électron de l'atome et il en résultera un électron libre, un photo-électron comme nous l'avons appelé, et un proton.

Tel est le mécanisme d'excitation directe.

Nous avons pris l'exemple d'une nébuleuse composée d'hydrogène mais il est clair que le même mécanisme se rencontrera dans une nébuleuse composée d'atomes d'un corps quelconque situés normalement dans l'état fondamental.

Les différences entre les excitations directes des divers atomes résident simplement dans les longueurs d'ondes des photons excitateurs qui doivent être égales pour chaque atome aux longueurs d'ondes des raies ultimes, c'est-à-dire de celles qui proviennent de transitions où l'état final est l'état fondamental. Voici pour quelques-uns des éléments que l'on rencontre dans les nébuleuses la longueur d'onde de la première raie de résonance :

Élément	H	N+	He	O+	Ne+
Longueur d'onde de résonance en Å..	1.215	667	623	539	304
Potentiel de résonance en volts..	10,15	18,40	19,73	22,85	40,62

Pour que l'excitation directe des atomes de ces corps ait lieu dans une nébuleuse, il faut que l'étoile excitatrice soit d'autant plus chaude qu'on considère des corps placés plus à droite sur ce tableau, car les longueurs d'onde des raies de résonance sont de plus en plus petites.

Insuffisance du mécanisme de photo-excitation directe. — Disons tout de suite que le mécanisme que nous venons de décrire est impuissant à expliquer l'intensité observée des raies d'émission des nébuleuses.

Remarquons en effet que, pour être excité à partir de l'état fondamental, un atome de H doit absorber un photon dont la longueur d'onde est exactement égale à une longueur d'onde de la série de Lyman.

C'est donc seulement une très faible partie de la lumière de l'étoile excitatrice qui sera capable d'exciter la nébuleuse, car l'énergie lumineuse émise par l'étoile est répartie sur un spectre continu et non sur un spectre limité aux raies de Lyman. Il est même probable au contraire que les raies Lyman se trouvent en absorption dans le spectre de l'étoile.

Largeur des raies spectrales. — En exposant la théorie de l'émission et de l'absorption par l'atome de Bohr, nous avons montré que celles-ci avaient lieu pour des raies de longueur d'onde bien déterminée. Ces longueurs d'onde sont définies par la formule :

$$h\nu = E - E'$$

où E et E′ sont les énergies des niveaux de départ et d'arrivée, or, ces niveaux d'énergie dépendent de nombres entiers et par conséquent sont en théorie infiniment minces. Les raies spectrales devraient donc, en émission et en absorption être, elles aussi, infiniment minces.

En réalité, les raies ont une certaine largeur qui provient de diverses origines :

Une première cause de l'élargissement des raies spectrales est ce que l'on appelle la largeur naturelle des raies, que l'on peut expliquer, soit en se plaçant au point de vue de l'optique ondulatoire soit en se plaçant au point de vue quantique.

Plaçons-nous simplement au point de vue quan-

tique. On établit que les niveaux d'énergie d'un atome ne sont pas infiniment minces, mais présentent une certaine largeur. Soient deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 ayant les largeurs respectives ΔE_1 et ΔE_2, les photons émis lors d'un saut de l'électron optique d'un de ces niveaux à l'autre auront une fréquence moyenne donnée par la formule classique

$$h\nu = E_2 - E_1$$

et la dispersion $\Delta\nu$ de leurs fréquences autour de cette valeur moyenne est :

$$h\Delta\nu = \Delta E_1 + \Delta E_2$$

la raie observée aura ainsi une certaine largeur naturelle $\Delta\nu$.

La largeur naturelle d'une raie est très petite, elle est généralement de quelques 1/10.000 d'angströms.

Une seconde cause de l'élargissement des raies spectrales est l'élargissement thermique, conséquence de l'agitation thermique des atomes et de l'effet Döppler-Fizeau.

Rappelons en quoi consiste l'effet Döppler-Fizeau : Soit une source émettant un rayonnement de longueur d'onde λ et un observateur animé par rapport à la source d'une vitesse radiale v, positive si la source et l'observateur s'éloignent l'un de l'autre. La longueur d'onde du rayonnement observé sera, non pas λ, mais $\lambda + d\lambda$, le déplacement $d\lambda$ étant proportionnel à :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$$

où c est la vitesse de la lumière.

Si la source et l'observateur s'approchent l'un de

l'autre, les raies spectrales sont déplacées vers le violet, dans le cas contraire, elles sont déplacées vers le rouge.

Dans une masse gazeuse, les atomes ou les molécules ne sont pas au repos les uns par rapport aux autres. La théorie cinétique des gaz nous apprend, en effet, que les molécules d'un gaz sont animées de vitesses désordonnées, orientées dans toutes les directions. Cette agitation moléculaire est définie en grandeur par la vitesse quadratique moyenne V, dont le carré est égal à la moyenne des carrés des vitesses individuelles.

Cette agitation est appelée aussi agitation thermique car la température absolue T du gaz est proportionnelle à V^2 :

$$KT = \frac{3}{2} mV^2$$

où m est la masse des atomes ou molécules et K une constante universelle. D'après cela, la vitesse quadratique moyenne est proportionnelle à la racine carrée de la température du gaz et inversement proportionnelle à la racine carrée de sa masse atomique.

Ainsi, dans l'hydrogène, à la température ordinaire, la vitesse quadratique moyenne des atomes est d'environ 1.800 mètres par seconde, à la température 100 fois plus élevée de 27.000° cette même vitesse est 10 fois plus grande, soit de 18 kmsec^{-1} et à 0° 27 absolus elle n'est plus que de 180 mètres à la seconde.

Pour l'hélium, dont la masse atomique est 4 fois celle de l'hydrogène, les vitesses d'agitation moléculaire sont moitié plus petites aux mêmes températures.

En outre, dans une masse gazeuse aussi étendue qu'une nébuleuse, les régions de la nébuleuse éloignées les unes des autres sont animées de vitesses différentes distribuées d'une manière systématique ou désordonnée. Dans ce dernier cas, on qualifie ce phénomène de turbulence. Les vitesses de turbulence peuvent atteindre plusieurs kmsec^{-1}.

Il résulte de l'agitation thermique et de la turbulence que les atomes absorbants ou émetteurs d'une nébuleuse sont animés les uns par rapport aux autres de vitesses que nous supposerons désordonnées en première approximation.

Or, la largeur naturelle des raies mise à part, un atome émet ou absorbe une longueur d'onde λ bien déterminée par rapport à un observateur qui lui est lié, c'est-à-dire qui l'accompagne dans son mouvement. En vertu du principe Döppler-Fizeau, cette radiation a pour longueur d'onde $\lambda + d\lambda$, où $d\lambda = \lambda \frac{v}{c}$, pour un observateur animé de la vitesse radiale v par rapport à cet atome. Il en résulte qu'un ensemble d'atomes animés de mouvements désordonnés émettra ou absorbera une série de longueurs d'onde voisines de λ qui, par leur superposition, donneront l'apparence d'une raie unique de largeur proportionnelle à la vitesse quadratique moyenne V.

Ce phénomène est appelé élargissement thermique des raies.

Ainsi, pour l'hydrogène à la température ordinaire, l'agitation thermique confère à la raie Hα une largeur de :

$$\frac{1{,}8}{300.000} \times 6.563 = 0{,}04 \text{ Å}$$

La turbulence élargit les raies d'une masse gazeuse d'une quantité qui est du même ordre de grandeur.

D'autres causes sur lesquelles nous ne pouvons nous étendre ici élargissent également les raies spectrales : l'effet Stark, par exemple, qui déplace les raies d'un atome placé dans un champ électrique. Les raies d'absorption stellaires sont élargies par cet effet. Les atmosphères stellaires contiennent en effet des électrons libres, ceux-ci en passant près des atomes produisent des déplacements des raies qui, en moyenne, équivalent à un élargissement de celles-ci.

Ainsi diverses causes élargissent les raies spectrales tant en émission qu'en absorption, mais cet élargissement est faible.

C'est ainsi que la largeur totale des raies de la série de Lyman, dans une nébuleuse gazeuse, peut atteindre au plus une fraction d'angström. En admettant que l'étoile excitatrice émette toute son énergie rayonnante sur un intervalle spectral de 1.000 Å comprenant la série de Lyman, on en conclut que, par absorption des raies Lyman par mécanisme premier, la nébuleuse ne peut absorber que quelques 1/10.000 de l'énergie ultra-violette de l'étoile excitatrice, c'est-à-dire une fraction infime de cette énergie.

L'énergie mise en jeu dans le mécanisme premier est donc beaucoup trop faible pour expliquer les raies d'émission intenses qu'on observe dans les spectres des nébuleuses.

Mécanisme d'émission par photo-ionisation et recombinaison. — Nous venons de montrer que, au-dessus de 912 Å, seule une infime fraction de la lumière ultra-violette de l'étoile excitatrice correspondant aux longueurs d'onde de la série de Lyman, pourra

être absorbée par la nébuleuse et utilisée pour l'émission par excitation directe.

Au contraire, toute l'énergie du spectre continu de l'étoile au-dessous de 912 Å, limite de la série de Lyman, sera absorbée par les atomes de H de la nébuleuse.

En effet, le potentiel d'ionisation de l'atome de H est 13,54 volts, correspondant à l'énergie d'un photon de 912 Å. Tout photon d'énergie supérieure à celle-ci, c'est-à-dire de longueur d'onde inférieure à 912 Å, sera donc absorbé par les atomes de H. La fraction 13,54 électron-volts de l'énergie E du photon sera utilisée à extraire l'électron de l'atome, l'énergie restante étant utilisée à communiquer ensuite à cet électron une certaine vitesse ou si on préfère une certaine énergie égale précisément à E — 13,54 électron-volts. Cette énergie du photo-électron extrait peut prendre toutes les valeurs positives.

Toute l'énergie du spectre de l'étoile au-dessous de 912 Å étant utilisée à ioniser la nébuleuse environnante, cette ionisation sera très importante si l'étoile est très chaude.

Cette absorption continue de la lumière de l'étoile par la nébuleuse au-dessous de 912 Å n'est pas observable pour nous, l'atmosphère terrestre arrêtant toutes les radiations au-dessous de 2.900 Å. Mais nous allons la constater indirectement par ses effets.

Les atomes de H sont en effet ionisés par l'ultraviolet de l'étoile excitatrice et l'espace nébulaire va se trouver peuplé des protons et des électrons ainsi séparés, se déplaçant en tous sens.

Lorsqu'un électron rencontre un proton, il se fixe sur une quelconque des orbites quantifiées de ce pro-

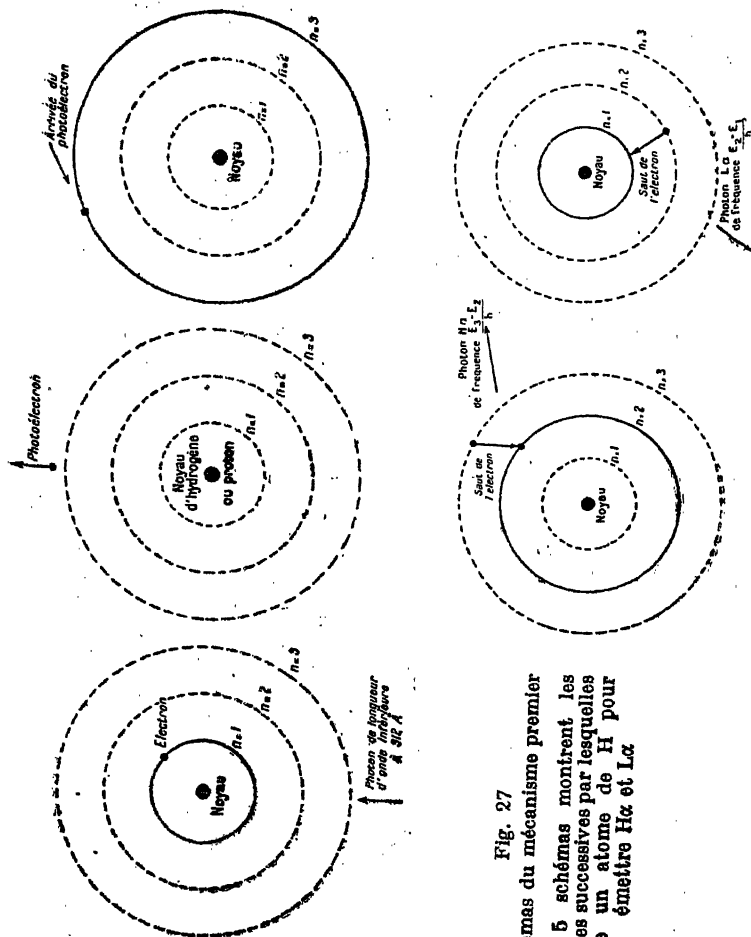



Fig. 27

Schémas du mécanisme premier

Les 5 schémas montrent les phases successives par lesquelles passe un atome de H pour émettre Hα et Lα

ton et, en redescendant de cette orbite sur des niveaux d'énergie inférieurs, il émet tout le spectre de l'hydrogène jusqu'à arriver au niveau le plus bas.

Il émet en particulier les raies de la série de Balmer que nous pouvons observer.

Ceci fait, le nouvel atome d'hydrogène, ainsi reconstitué dans son état fondamental, sera à nouveau photo-ionisé et le processus continuera ainsi indéfiniment.

Ce processus s'appelle émission par photoionisation et recombinaison.

Il est facile de comprendre que l'émission par recombinaison apporte une contribution beaucoup plus importante que le mécanisme d'émission par excitation directe que nous avons exposé au début.

En effet, dans ce processus, l'énergie utilisée est celle de toute la lumière ultra-violette de l'étoile excitatrice au-dessous de 912 Å et non plus seulement celle qui est comprise dans les petits intervalles représentant les largeurs des raies Lyman. Nous préciserons ce point plus loin.

Mécanisme d'émission par l'intermédiaire des photons Lyman émis par mécanisme premier. — Le mécanisme d'émission par ionisation et recombinaison est du reste encore plus complexe que nous venons de l'exposer. Après recombinaison, un atome de H émet une raie Lyman au moment où il redescend au niveau fondamental.

Il peut même par recombinaison, émettre un photon du spectre continu qui suit la série de Lyman, si l'électron vient se placer directement sur le niveau fondamental avec une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation V_i de l'atome de H.

Les photons Lyman ainsi émis vont rencontrer des atomes d'hydrogène dans l'état fondamental et seront absorbés par eux, car ils correspondent justement à une longueur d'onde absorbée par ceux-ci. A la suite de cette absorption, l'électron de ces atomes sera porté sur une orbite quantifiée. En redescendant de cette orbite, il émettra à nouveau une partie du spectre de l'hydrogène.

Ainsi les photons Lyman émis par recombinaison ne sortiront pas de la nébuleuse mais contribueront par leur absorption à l'émission des autres séries de l'hydrogène.

Par contre, les raies de la série de Balmer émises par recombinaison sortiront de la nébuleuse et seront observables dans son spectre.

Elles ne peuvent, en effet, être absorbées que par les atomes d'hydrogène dont l'électron est sur l'orbite de quantum total 2, or, tous les atomes de la nébuleuse sont dans l'état fondamental de quantum total 1, les photons Balmer sortiront donc de la nébuleuse.

En résumé, la série de Lyman, émise par les atomes d'hydrogène, est en quelque sorte sacrifiée aux autres séries.

L'ensemble de ce mécanisme d'émission s'appelle le mécanisme premier.

Température de l'étoile excitatrice. — Nous avons montré pourquoi l'émission n'a lieu que si l'étoile excitatrice est assez chaude.

L'émission par recombinaison est, en effet, provoquée indirectement par la lumière ultra-violette de l'étoile excitatrice dont la longueur d'onde est inférieure à 912 Å. Il se trouve que, seules les étoiles de

type moins avancé que B1, émettent assez d'énergie dans cette région pour provoquer une photo-ionisation donnant un spectre nébulaire observable.

On comprend ainsi pourquoi les nébuleuses associées à des étoiles de type plus avancé que B0 ne présentent pas de spectre d'émission, alors que les nébuleuses associées à des étoiles B0 ou O en donnent un.

On peut même déduire de ce mécanisme premier une évaluation de la température de l'étoile excitatrice.

Le calcul a été fait par Zanstra, nous nous bornerons à exposer la méthode et le résultat obtenu.

Zanstra suppose la nébuleuse formée d'hydrogène et assimile l'étoile excitatrice à un corps noir de température inconnue T.

D'après la théorie précédente, toute l'énergie de l'étoile dans l'ultra-violet au-dessous de 912 Å est absorbée par la nébuleuse et transformée par mécanisme premier en raies d'émission de la série Balmer qui, Hα mise à part, se trouvent dans le domaine photographique observable de 3.300 à 5.050 Å. On peut donc considérer qu'une mesure de l'énergie totale du spectre continu de l'étoile au-dessous de 912 Å nous est fournie par la mesure de l'éclat de la nébuleuse dans le domaine photographique.

Nous pouvons par ailleurs mesurer l'éclat de l'étoile dans ce domaine, or le rapport :

$$\frac{\text{Eclat photographique de la nébuleuse}}{\text{Eclat photographique de l'étoile}} = \frac{\text{Energie du spectre de l'étoile au-dessous de 912 Å}}{\text{Energie du spectre de l'étoile entre 3.300 et 5.050 Å}}$$

est une fonction f (T) de la température T de l'étoile

facile à calculer, puisque nous avons assimilé celle-ci à un corps noir.

L'observation révèle que, dans le domaine photographique, l'étoile excitatrice possède un éclat comparable à celui de la nébuleuse, le rapport précédent est donc voisin de 1, et on a d'une manière approchée :

$$f\,(T) = 1$$

On en déduit la température T.

Le calcul donne :

$$T = 33.000^{\circ}$$

cette température est du même ordre de grandeur que celle des étoiles excitatrices de types O et B0, connue par ailleurs. Comme on a posé le rapport f (T) égal à 1, on doit se contenter d'une détermination approchée de T comme la précédente et on peut considérer le résultat précédent comme une vérification quantitative de l'exactitude du processus d'excitation des nébuleuses par le mécanisme premier.

Mécanisme premier d'excitation des autres atomes de la nébuleuse. — Le mécanisme premier d'excitation des autres atomes est le même que celui des atomes d'hydrogène, avec cette seule différence que le potentiel d'ionisation des atomes de l'élément considéré n'est pas le même et se trouve toujours plus élevé.

Soit ν_i la fréquence qui correspond à ce potentiel d'ionisation V_i par la formule :

$$eV_i = h\nu_i$$

et λ_i la longueur d'onde correspondante. La lumière ultra-violette émise par l'étoile excitatrice de longueur d'onde inférieure à λ_i ionise les atomes de

l'élément considéré, et les sépare en un photo-électron et en un atome d'un degré d'ionisation supérieur d'une unité à celui de l'atome primitif.

Cet atome ionisé rencontre un électron libre qui vient se placer sur une de ses orbites quantifiées, et qui, en redescendant à des niveaux d'énergie inférieurs, émet le spectre de l'élément.

Voici les potentiels d'ionisation, ou, si on préfère, les énergies en électron-volts, et les longueurs d'onde λ_i correspondant aux principaux éléments que l'on rencontre dans les nébuleuses :

Éléments	H	He	N^+	O^+	N^{++}	He^+	O^{++}	O^{+++}
V_i (volts)	13,54	24,41	29,56	35,00	47,2	54,18	54,8	77,0
λ_i (Å)...	912	506	418	353	262	228	225	160

Nous avons rangé ces éléments dans l'ordre des potentiels d'ionisation croissants.

On voit que H est l'élément le plus facile et O^{+++} le plus difficile à ioniser. Pour que ce dernier élément soit ionisé, il faut que l'étoile excitatrice émette beaucoup d'ultra-violet au-dessous de 160 Å et par conséquent soit très chaude.

Aussi, si on imagine des étoiles excitatrices de températures croissantes, on verra apparaître successivement les éléments du tableau précédent dans l'ordre de gauche à droite.

Une étoile peut par exemple être assez chaude pour ioniser H, He, et N^+ mais ne pas l'être assez pour ioniser O^+, N^{++}, He^+, O^{++} et O^{+++}.

Nous avons signalé que, même pour une nébuleuse composée uniquement de H, le mécanisme premier

d'émission de la série de Balmer se compliquait d'un phénomène secondaire ; lors d'une recombinaison l'émission de raies Lyman ou de photons du spectre continu Lyman a lieu.

Par la suite, ces photons sont absorbés par des atomes de H et les excitent ou les ionisent, contribuant ainsi indirectement à l'émission de la série de Balmer.

Un phénomène analogue mais plus complexe se produit dans une nébuleuse composée de plusieurs sortes d'atomes, on le comprendra sur un exemple :

Les photons de la série principale émis par les atomes de He^+ par exemple, lors d'une recombinaison ont pour longueur d'onde :

304, 256, 243... 228 Å

ces photons vont donc être absorbés par les atomes de H, He, N^+ et O^+, ils les ionisent car, pour tous ces atomes, λ_i est supérieur aux longueurs d'onde de cette série principale de He^+.

On voit sur cet exemple que les radiations monochromatiques de certains éléments contribuent à l'ionisation d'autres éléments et par conséquent à l'émission de leur spectre par recombinaison.

Excitation des atomes par les photo-électrons. — Dans les nébuleuses, on rencontre un second processus d'émission que nous allons exposer, on l'appelle parfois mécanisme dérivé de l'excitation électronique, il nous permettra d'expliquer l'intensité de l'émission des raies interdites attribuées au nébulium.

Lorsqu'un atome de la nébuleuse est ionisé par la lumière de l'étoile excitatrice, le photo-électron

extrait est pourvu en outre à la sortie de l'atome d'une certaine énergie cinétique E', égale à la différence $E - E_i$ entre l'énergie E du photon ultraviolet excitateur et l'énergie E_i d'ionisation utilisée à extraire l'électron de l'atome.

Ce photo-électron se déplace dans la nébuleuse, il peut se remettre sur une orbite quantifiée d'un atome ionisé et émettre ainsi par mécanisme premier en redescendant de cette orbite à une autre, comme nous l'avons exposé.

Mais il peut aussi heurter un atome dans l'état fondamental et l'exciter ou même l'ioniser, à la suite de ce choc, en lui cédant tout ou partie de son énergie. L'atome choqué se trouve porté à un niveau énergétique supérieur et, en redescendant de ce niveau, il émet des raies de son spectre.

Pour qu'un électron puisse ainsi exciter un atome, il faut évidemment que son énergie cinétique E″ soit supérieure à l'énergie *e* nécessaire pour exciter l'atome.

L'énergie E' est la différence $E - E_i$ de l'énergie du photon initial et de l'énergie d'ionisation du premier atome. L'énergie du photon initial E doit donc dépasser la somme $E_i + e$ de l'énergie d'ionisation E_i du premier atome dont l'électron est chassé et de l'énergie d'excitation *e* du second atome qui sera excité par l'électron. On conçoit que ce nouveau processus ne prenne quelque importance que si le potentiel d'excitation *e* du second atome n'est pas très élevé, et si l'étoile excitatrice est assez chaude pour que les photons initiaux aient une énergie E assez grande.

Examinons d'abord le cas de H, He et He^+. Les

potentiels d'excitation de ces éléments sont assez élevés :

Eléments	H	He	He+
Potentiel d'excitation en volts.	10,2	19,7	40,7

L'élément de potentiel d'ionisation minimum est H, pour lequel ce potentiel est de :

13,5 volts

Pour exciter les atomes des éléments précédents par mécanisme dérivé de l'excitation électronique, il faut donc que l'énergie du photon initial soit supérieure à :

23,7 volts pour H
33,2 — He
54,2 — He+

qui correspondent à des photons de longueurs d'onde respectivement inférieures à :

519 Å pour H
371 Å — He
227 Å — He+

Pour provoquer l'émission de H et He, le mécanisme nouveau exige donc de la part de l'étoile excitatrice des photons de longueur d'onde plus petite que le mécanisme premier, car les potentiels d'ionisation de ces éléments correspondent à des photons de :

912 Å pour H
506 Å — He

Le second mécanisme d'émission interviendra donc

beaucoup moins que le mécanisme premier dans l'émission des premières raies de résonance de H et He.

Mais pour He^{+}, le potentiel d'ionisation correspond à un photon de

$$228 \text{ Å}$$

en sorte que, pour cet élément, le processus d'excitation par chocs avec les photo-électrons a la même importance que le mécanisme premier.

L'étoile centrale doit cependant être très chaude pour que ce processus intervienne efficacement dans l'émission de la première raie de résonance de H, He et He^{+}.

Nous verrons que le mécanisme dérivé de l'excitation électronique est responsable de l'émission des raies du nébulium.

MÉCANISME DE FLUORESCENCE

Spectre nébulaire de O^{++}. — Nous allons voir que l'observation révèle des faits qui restent inexplicables si on borne le processus d'émission des nébuleuses au mécanisme premier et au mécanisme dérivé de l'excitation électronique.

Ces faits sont relatifs aux spectres de O^{++} et N^{++}.

Dans les spectres des nébuleuses par émission, on observe quelques raies identifiées au laboratoire comme appartenant à l'oxygène deux fois ionisé ; ce sont les raies :

3.025	correspondant	à la transition	$2p\,3p\,^3P - 2p\,3s\,^3P^0$
3.047	—	—	$2p\,3p\,^3P - 2p\,3s\,^3P^0$
3.118	—	—	$2p\,3d\,^3P^0_1 - 2p\,3p\,^3S_1$
3.133	—	—	$2p\,3d\,^3P^0_2 - 2p\,3p\,^3P$

3.299 correspondant à la transition $2\,p\,3\,p^3\,\mathrm{S} - 2\,p\,3\,s^3\,\mathrm{P}^0$
3.312 — — $2\,p\,3\,p^3\,\mathrm{S} - 2\,p\,3\,s^3\,\mathrm{P}^0$
3.341 — — $2\,p\,3\,p^3\,\mathrm{D} - 2\,p\,3\,s^3\,\mathrm{P}^0$
3.429 — — $2\,p\,3\,d^3\,\mathrm{P}^0_2 - 2\,p\,3\,p^3\,\mathrm{S}$
3.444 — — $2\,p\,3\,d^3\,\mathrm{P}^0_2 - 2\,p\,3\,p^3\,\mathrm{D}$
3.759 — — $2\,p\,3\,p^3\,\mathrm{D} - 2\,p\,3\,s^3\,\mathrm{P}^0$

On pourrait être tenté d'expliquer la présence de ces raies par le mécanisme premier que nous venons d'exposer.

Mais dès l'abord une difficulté se présente :

O^{++} est un des éléments les plus difficiles à ioniser. Son potentiel d'ionisation est en effet de 54,8 volts, il ne peut être ionisé que par des photons de longueur d'onde inférieure à 225 Å.

Le mécanisme premier ne permet donc d'expliquer la présence des raies de O^{++} que si l'étoile excitatrice émet beaucoup au-dessous de 225 Å, c'est-à-dire est très chaude. Le calcul assigne à une étoile capable d'exciter les raies de O^{++} par ce mécanisme une température supérieure à 80.000°.

Or l'observation révèle que, même lorsque la température de l'étoile excitatrice est inférieure à cette limite, les raies de O^{++} sont plus intenses que celles de H.

Un second fait paraît également surprenant : on observe au laboratoire, dans le spectre de O^{++}, en plus des 10 raies précédemment énumérées du spectre des nébuleuses par émission, de nombreuses autres raies dont on ne trouve pas trace dans le spectre nébulaire de O^{++}.

On est en droit de se demander la raison de cette sélection. Nous exposerons le mécanisme d'émission par fluorescence qui donne la réponse à ces deux questions.

Enfin, on observe dans les nébuleuses 3 raies :

	4.363,2
N_1	4.958,9
N_2	5.006,8

dont l'origine est restée longtemps mystérieuse.

Pour cette raison, on les attribua à un élément nouveau, qualifié nébulium. En 1928, on s'aperçut que ces raies correspondent exactement à des transitions interdites de O^{++}. Elles étaient inobservées en laboratoire et seul le calcul permettait de les attribuer à cet élément.

En effet, les transitions :

$$1\ S_0 - 1\ D_2$$
$$1\ S_0 - 3\ P_0$$
$$1\ D_2 - 3\ P_2$$

de O^{++} sont interdites par suite des règles de sélection mais, Croze calculant les longueurs d'ondes qu'auraient ces raies si elles étaient permises en formant les différences des termes spectroscopiques correspondants, trouva précisément les longueurs d'ondes des 3 raies précitées, attribuées d'abord au nébulium.

Nous exposerons pour quelle raison ces raies de O^{++} interdites au laboratoire sont visibles dans les nébuleuses.

Spectre nébulaire de N^{++}. — On peut faire au sujet du spectre nébulaire de N^{++} les mêmes remarques que celles que nous venons de faire au sujet de celui de O^{++}.

On observe dans les nébuleuses les raies :

4.097 correspondant à la transition $3\ d\ ^2D_{5/2} - 3\ p^2\ P^0_{3/2}$
4.634 — — $3\ p\ ^2P^0 - 3\ s^2\ S$
4.641 — — $3\ s\ ^2S - 2\ p^2\ P^0$

de N^{++} qui sont également observées en laboratoire dans le spectre de ce corps.

Mais on observe en laboratoire beaucoup d'autres raies de ce corps qu'on n'observe pas dans les nébuleuses.

Par contre, on observe dans les nébuleuses la raie 3.869 qu'on n'observe pas en laboratoire, et le calcul montre que cette raie correspond à une transition interdite de l'atome N^{++}.

L'explication de ces faits curieux concernant les spectres nébulaires de O^{++} et N^{++} réside dans le mécanisme de fluorescence et dans le mécanisme d'émission des raies interdites que nous allons exposer.

Nous avons à expliquer pourquoi les atomes de O^{++} et N^{++} présentent des raies d'émission malgré que leur potentiel d'ionisation soit élevé, et pourquoi on n'observe pas dans les nébuleuses toutes les raies de ces corps observées au laboratoire.

Ce sera le rôle du mécanisme par fluorescence.

Nous expliquerons ensuite l'émission des raies interdites.

Coïncidences provoquant la fluorescence. — Parmi les raies de la série principale de He^{+} se trouve la raie

$$303{,}780 \text{ Å}$$

qui est la première raie de Lyman de ce spectre, elle correspond au passage du niveau de quantum total 2 au niveau fondamental de quantum total 1.

Or, O^{++} présente une raie de longueur d'onde :

$$303{,}799 \text{ Å}$$

qui correspond au passage de l'état excité

$$2\,p\,3\,d\,{}^3\mathrm{P}_2^0$$

à l'état fondamental qui est :

$$2\,p^2\,{}^3\mathrm{P}_2$$

Les atomes de O^{++} dans l'état fondamental sont donc capables d'absorber tout photon de cette longueur d'onde, ils sont même très friands, si on peut dire, des photons de longueur d'onde 303,799 Å.

Par suite de la largeur naturelle des raies et de l'effet Döppler-Fizeau, on peut considérer comme identiques les longueurs d'onde de la première raie Lyman de He^+ et de la raie de résonance

$$2\,p^2\,{}^3\mathrm{P}_2 - 2\,p\,3\,d\,{}^3\mathrm{P}_2^0$$

de O^{++}.

Considérons une nébuleuse contenant à la fois des atomes de He^+ et de O^{++}, par suite du mécanisme premier, He^+ émettra en abondance tout son spectre et en particulier sa première raie Lyman.

Les photons de cette première raie Lyman de He^+ qui rencontrent un atome de O^{++} dans l'état fondamental $2\,p^2\,{}^3\mathrm{P}_2$ vont donc être absorbés par cet atome qui sera ainsi porté dans l'état excité $2\,p\,3\,d\,{}^3\mathrm{P}_2^0$.

Cet atome excité de O^{++} en redescendant de cet état aux états inférieurs

$$2\,p\,3\,p\,{}^3\mathrm{P}$$
$$2\,p\,3\,p\,{}^3\mathrm{S}$$
$$2\,p\,3\,p\,{}^3\mathrm{D}$$

va émettre les raies de longueurs d'onde respectives

3.133
3.429
3.444

Puis, en redescendant de l'état

$$3\ p\ 3\ p\ {}^3P$$

aux états

$$2\ p\ 3\ s\ {}^3P^0$$

l'atome de O^{++} émettra les 2 raies

3.025 et 3.047

De même en redescendant de l'état :

$$2\ p\ 3\ p\ {}^3S$$

aux états

$$2\ p\ 3\ s\ {}^3P^0$$

l'atome de O^{++} émettra les raies

3.299 et 3.312

Enfin, en redescendant de l'état

$$2\ p\ 3\ p\ {}^3D$$

aux mêmes états

$$2\ p\ 3\ s\ {}^3P^0$$

l'atome émettra les raies

3.341 et 3.759

Tel est le mécanisme de fluorescence qui explique l'émission de 9 des raies de O^{++} observées dans les nébuleuses.

Mais ce mécanisme explique l'émission de raies autres que les précédentes.

En effet, en redescendant de l'état :

$$2\ p\ 3\ s\ {}^3P^0$$

à l'état fondamental

$$2\ p^2\ {}^3P_2$$

l'atome de O^{++} émet une raie ultra-violette

374,436

Or, nouvelle coïncidence, N^{++} a une raie d'absorption à

374,434

qui correspond au passage de l'état fondamental

$2\,p\ ^2P^0_{3/2}$

à l'état excité :

$3\,d\ ^2D_{5/2}$

Les photons de longueur d'onde 374,436 émis par O^{++} à la suite du mécanisme de fluorescence vont donc être absorbés par les atomes de N^{++} qui sont dans l'état fondamental et qui seront ainsi portés dans l'état :

$3\,d\ ^2D_{5/2}$

En redescendant de cet état à l'état inférieur

$3\ p\ ^2P^0$

N^{++} va émettre la raie

4.097

Puis, en descendant à nouveau de ce niveau à

$3\ s\ ^2S$,

il émettra la raie

4.634

Enfin, en descendant une dernière fois de ce dernier niveau à l'état fondamental :

$2\ p\ ^2P^0$

il émettra la raie

4.640

Le mécanisme de fluorescence explique également l'émission de la raie 3.118 de O^{++} qui apparaît faible dans les nébuleuses.

Cette raie résulte de la transition

$$2\,p\;3\,d\;^3P_1^0 - 2\,p\,3\,p\;^3S_1$$

Or, parmi les raies ultimes de O^{++} figure la raie

$$2\,p\;3\,d\;^3P_1^0 - 2\,p^2\;^3P^0$$

de longueur d'onde

$$303{,}693$$

donc voisine de celle de la première raie de Lyman de He^+. Mais cette fois la différence entre les longueurs d'onde des 2 raies est plus élevée que dans la première coïncidence constatée, une vitesse radiale relative de 90 kmsec^{-1} étant nécessaire pour faire coïncider cette raie ultime de O^{++} avec la première raie Lyman de He^+.

Aussi, seuls un petit nombre d'atomes O^{++} dans l'état fondamental.

$$2\,p^2\;^3P^0$$

seront-ils portés par fluorescence dans l'état excité

$$2\,p\;\;3\,d\;^3P_1^0$$

d'où, en redescendant vers l'état

$$2\,p\;\;3\,p\;^3S_1$$

ils émettront la raie

$$3.118$$

Cette raie apparaîtra donc faible dans les nébuleuses.

Ainsi, le mécanisme de fluorescence permet de

comprendre l'émission des raies précitées de O^{++} et N^{++} malgré que la température de l'étoile excitatrice ne soit pas suffisante pour ioniser directement les atomes de ces corps.

Il permet également de comprendre pourquoi les autres raies de ces corps ne sont pas émises en même temps, car celles-ci correspondent à des transitions dans lesquelles le premier état ne bénéficie pas d'une coïncidence analogue à celle entre la longueur d'onde de la première raie Lyman de He^{+} et celle de la transition entre l'état fondamental de O^{++} et l'état excité $2\,p\ \ 3\,d\ {}^3P^0_2$

LE NEBULIUM

Raies interdites. — Il nous reste à expliquer les raies du nebulium.

Celles-ci, nous l'avons dit, sont des raies interdites principalement de O^{++} et de N^{++}, elles correspondent à des transitions dont le niveau de départ est un état métastable.

Rappelons qu'un atome excité dans un état non métastable n'y reste qu'un temps extrêmement court de l'ordre de 10^{-8} sec et émet un photon en redescendant à un niveau inférieur.

Au contraire, un atome en état métastable reste dans cet état un temps qui peut être de l'ordre d'un dixième de seconde.

Il peut redescendre au bout de ce temps en émettant un photon.

En résumé les transitions interdites ne le sont pas réellement. On ne les observe pas en laboratoire parce qu'un atome en état métastable subit des

chocs avec des photo-électrons, ou avec les autres atomes, ou contre les parois du récipient, qui ont pour résultat de porter l'atome dans un autre état et par conséquent d'interdire toute transition dont l'état métastable est le point de départ. En résumé, entre deux chocs, l'atome n'a pas le temps d'émettre en redescendant d'un état métastable.

Au contraire, dans la matière nébulaire, les atomes et les photons sont si dispersés qu'un atome en état métastable a tout le temps de rester dans cet état puis d'en redescendre en émettant, car les chocs sont très rares. On comprend ainsi pourquoi les transitions interdites sont observées dans les spectres nébulaires.

Nous allons préciser ces points numériquement.

Les vitesses des atomes d'un gaz sont dirigées au hasard en tous sens et variables d'un atome à un autre, les atomes se choquent entre eux et on sait que le résultat de ces chocs est de distribuer les vitesses suivant une loi dite de Maxwell. La grandeur de ces vitesses est définie par la vitesse quadratique moyenne dont le carré est égal à la moyenne des carrés des vitesses individuelles des atomes.

Pour un gaz donné, cette vitesse quadratique moyenne est proportionnelle à la racine carrée de la température du gaz et en raison inverse de la racine carrée de sa masse atomique.

Après un choc, un atome se déplace suivant un mouvement rectiligne uniforme jusqu'à ce qu'il subisse un nouveau choc.

Les longueurs ainsi parcourues entre deux chocs par les divers atomes du gaz, varient d'un atome à un autre et, pour un même atome, d'un intervalle entre deux chocs à un autre. La théorie cinétique

permet de connaître leur loi de distribution. On précise l'ordre de grandeur de ces longueurs par leur moyenne arithmétique appelée libre parcours moyen qui est indépendant de la température et qui, pour une masse donnée de gaz, ne dépend que de son volume. On définit aussi la fréquence des chocs subis par un atome par la moyenne des intervalles de temps qui s'écoulent entre deux chocs consécutifs.

Comme les nébuleuses comprennent des gaz de natures diverses, il est inutile de préciser les valeurs numériques de la vitesse quadratique moyenne, du libre parcours moyen et du nombre de chocs par seconde pour un gaz défini. Pour l'étude que nous avons en vue, il suffit de connaître l'ordre de grandeur de ces quantités pour un gaz de faible poids atomique.

Plaçons-nous d'abord dans les conditions réalisables en laboratoire à la température moyenne de 300° absolus. La vitesse quadratique moyenne des atomes est de l'ordre de 10^5 C. G. S., c'est-à-dire du kilomètre à la seconde. Voici en fonction de la pression les autres données :

Pression en cm de mercure	76.000 Haute pression de 1.000 atm	76 Pression ordinaire	$\frac{1}{1.000}$ Bon vide	10^{-7} Vide extrême réalisé en laboratoire
Libre parcours moyen en cm	10^{-8} (1 Å)	10^{-5} (ou 1.000 Å)	1	10^4 (100 mètres)
Nombre de chocs par seconde	10^{13}	10^{10}	10^5	10

Considérons une raie correspondant à une transition d'un état 2 à un état 1, le premier n'étant pas métastable. La vie moyenne de cet état est de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-8} secondes, en ce sens que, si l'atome est porté à un certain instant dans l'état 2, par une action électronique ou autre, il en redescendra au bout de ce temps à l'état 1 en émettant la raie correspondante. Mais si le gaz se trouve à la pression ordinaire l'atome subira en moyenne 100 à 1.000 chocs pendant la durée de vie probable de l'état 2 qui se trouvera détruit par ces chocs, et on n'observera pas la raie considérée.

Au contraire, si le gaz se trouve à la pression de 1/1.000 de centimètre de mercure, un atome n'aura qu'une chance sur 100 ou 1.000 de subir un choc dans le temps de vie moyen de l'état 2. Une grande proportion d'atomes aura ainsi la possibilité de rester à l'état 2 et d'en redescendre en émettant.

Considérons maintenant une raie correspondant au passage de l'état 2 à l'état 1, le premier de ces états étant métastable. Cette fois, la vie moyenne de l'état 2 est de 1/10 de seconde et souvent de l'ordre de la seconde.

On voit alors qu'à la pression de 1/1.000 de centimètre de mercure, les atomes subiront de 1.000 à 10.000 chocs pendant la durée de vie moyenne de l'état 2, on n'observera donc pas la raie interdite qui correspond au passage de 2 à 1.

Ainsi, même dans le meilleur vide réalisé, on se trouve à la limite des possibilités d'observation des raies interdites.

Examinons maintenant les circonstances qui se présentent dans les nébuleuses :

Adoptons un ordre de grandeur de 10^{-25} $grcm^{-3}$ pour la densité de la matière nébulaire.

Il en résulte que le libre parcours moyen d'un atome de nébuleuse est de quelques millions de kilomètres et que l'intervalle moyen entre deux chocs subis par un atome est de plusieurs dizaines de jours.

On voit que, même si la vie moyenne d'un état métastable est de plusieurs secondes, chaque atome d'une nébuleuse en état métastable a tout le temps d'en redescendre et par conséquent d'émettre les raies interdites.

Rappelons que, si les raies interdites ne peuvent être observées en laboratoire, on peut cependant prévoir leur longueur d'onde par des expériences de laboratoire.

Soit 2 un état métastable, 1 l'état fondamental et 3 un état ordinaire, E_2, E_1, E_3, les énergies correspondantes avec $E_1 < E_2 < E_3$.

Les raies de fréquence ν_1 et ν_2 définies par

$$h\nu_2 = E_3 - E_2$$
$$h\nu_1 = E_3 - E_1$$

étant supposées permises on peut déterminer ν_1 et ν_2 par des expériences de laboratoire.

On en déduit la fréquence ν correspondant à la transition interdite

$$E_2 \rightarrow E_1$$

par :

$$h\nu = E_2 - E_1 = h\ (\nu_2 - \nu_1)$$

Dans les nébuleuses, C, N, N^+, O, O^+ et O^{++} sont les seuls éléments abondants connus et possédant des états métastables tels que les sauts électroniques

provenant de ces états donnent des raies dans le domaine observable.

C, N et O sont à éliminer à cause de leur haut degré d'ionisation.

Examinons le cas de N^+ et O^{++}. Ces ions possèdent 4 électrons de valence, leur état fondamental est un état :

$$(2\ s)^2\ (2\ p)^2\ {}^3P_j$$

qui est triple, j pouvant prendre les valeurs 0, 1 ou 2. Les états

$$(2\ s)^2\ (2\ p)^2\ {}^1D$$
$$(2\ s)^2\ (2\ p)^2\ {}^1S$$

sont métastables, les sauts entre ces états et l'état fondamental sont interdits par les règles de sélection, car ils correspondent à un saut 0 du quantum azimuthal.

Les raies les plus intenses du nébulium sont les raies interdites de O^{++} :

N_1 .. 5.006,8 provenant de la transition ${}^1D_2 - {}^3P_3$
N_2 .. 4.958,9 — — ${}^1D_2 - {}^3P_2$

Montrons sur ce cas particulier comment on a pu calculer la longueur d'onde des raies interdites N_1 et N_2.

La raie 395,52 observée en laboratoire correspond à la transition permise

$$2\ {}^1P_1 - {}^1D_2$$

et la raie 328,34 à la transition

$$3\ {}^1P_1 - {}^1D_2$$

les termes $2\ {}^1P_1$ et $3\ {}^1P_1$ sont connus :

$2\ {}^1P_1$ .... $\nu = 80.000$ cm^{-1} environ
$3\ {}^1P_1$ .... $\nu = 58.000$ —

on en déduit que le terme $^1D_2$ est :

$$\nu = 190.000 \text{ cm}^{-1} \text{ environ}$$

Les termes correspondant au niveau fondamental sont connus et voisins de

$$200.000$$

On peut donc prédire les longueurs d'onde des raies correspondant aux transitions :

$$^1D_2 — {}^3P_3 \quad \text{et} \quad ^1D_2 — {}^3P_2$$

qui se trouvent coïncider avec celles des raies N_1 et N_2 des nébuleuses.

La transition

$$^1S_0 — {}^1D_2$$

entre deux états métastables de O++ donne la raie 4.362,2 attribuée au nébulium.

Le niveau fondamental de N+, qui a lui aussi 4 électrons de valence, est également le niveau triple

$$^3P_{0,1,2}$$

et les états $^1D_2$, $^1S_0$ sont métastables.

Les raies interdites

6.583,6	$^1D_2 — {}^3P_2$
6.548,1	$^1D_2 — {}^3P_1$
5.754,8	$^1S_0 — {}^1D_2$

ont été observées dans les nébuleuses.

L'élément O+ a 5 électrons de valence, son niveau fondamental est :

$$(2\ s)^2 \quad (2\ p)^3 \quad {}^4S_2$$

et les niveaux

$$(2\ s)^2 \quad (2\ p)^3 \quad {}^2D_{2,3}$$
$$(2\ s)^2 \quad (2\ p)^3 \quad {}^3P_1$$

sont métastables. On observe dans les nébuleuses les raies interdites :

3.726	$^2D_2 - {}^4S_2$
3.729	$^2D_3 - {}^4S_2$
7.325	$^2P_1 - {}^2D_{2,3}$

de cet élément.

Enfin, on observe aussi des raies interdites plus faibles de O, Ne et des raies attribuables à F, Na, Si, P, Ce, K.

Le mécanisme d'excitation de ces raies est le mécanisme dérivé de l'excitation électronique, que nous avons exposé plus haut : des photo-électrons arrachés des atomes de H et He par la lumière ultra-violette de l'étoile excitatrice heurtent des atomes de O++ de N+... situés dans l'état fondamental et les portent dans un état métastable. Les conditions physiques qui règnent dans la nébuleuse permettent à ces atomes de vivre assez longtemps en état métastable et d'en redescendre en émettant les raies interdites.

On explique la grande intensité de ces raies par le fait que leur potentiel d'excitation est peu élevé :

$$2{,}50 \text{ volts pour } N_1 \text{ et } N_2$$

Les photo-électrons arrachés des atomes de H et He ont donc des énergies suffisantes pour exciter ces raies.

Conclusion sur le nébulium. — Ainsi le problème du nébulium est résolu, cet élément n'est pas nouveau, il est constitué par un mélange comprenant principalement de l'oxygène et de l'azote ionisés.

Au début de ce livre, nous avons signalé que le

spectrographe révélait l'unité de composition chimique de l'univers astronomique, mais qu'il restait quelques ombres à ce tableau, en particulier la nature du nébulium resta longtemps un mystère. Ce mystère est éclairci maintenant.

Il reste bien quelques autres mystères comme celui du coronium, mais ce dernier est en voie d'éclaircissement.

Ainsi se trouve affermie l'universalité des lois de la nature.

L'étude du problème du nébulium que nous venons de faire est un exemple assez caractéristique des méthodes de l'astrophysique.

Cette science nécessite, d'une part l'observation astronomique des radiations que nous envoient les corps célestes et d'autre part, non seulement des observations de laboratoire, mais la connaissance théorique des lois auxquelles obéit la matière.

Il fut un temps où certains considéraient trop volontiers que l'astronome doit être un pur mathématicien et que l'observation est surtout utile à vérifier les conclusions théoriques de l'astronome.

Par la suite, d'autres, en réaction contre ce point de vue, adoptèrent la tendance inverse, considérant que seule l'observation est utile, que seule, elle permet de découvrir, et qu'en astronomie la théorie n'est qu'une superstructure. Ils se croyaient confirmés dans leur opinion par ce fait que parfois les théories changent, malgré que ces changements soient toujours des progrès.

L'exemple de l'étude du nébulium nous montre qu'il convient de ne pas se borner exclusivement à l'un de ces deux points de vue, mais que l'observation

pure et la théorie se prêtent un mutuel appui, ch
cune d'elles ne pouvant que peu de chose sans l'aut
Sans nouvelles observations, les astronomes
livreraient indéfiniment à des développements math
matiques sur un modèle d'univers fixé une fois po
toutes et l'astronomie théorique risquerait de s'ég
rer dans le désert d'une nouvelle scolastique.

Sans les théories, on n'aurait découvert Neptu
que plus tard, on n'aurait compris que beauco
plus tard la nature du nébulium, mais surtout
retirerait à l'astronomie ses deux principaux buts
comprendre le mécanisme des phénomènes et
prévoir.

Enfin, l'étude du nébulium, nous a montré que so
vent l'infiniment petit et l'infiniment grand sont lié

C'est par l'étude de l'atome, l'élément le plus pet
de l'univers, que nous avons compris le mécanism
de l'émission des nébuleuses, les plus grands astr
de l'univers.

ÉTUDE PLUS PARTICULIÈRE DES NÉBULEUSES DIFFUSES

Intensités relatives des raies d'émission des néb leuses. — Dès les premières observations spectrogr phiques des nébuleuses par émission, on se préoccu de déterminer les intensités relatives des raies d'émi sion. Les mesures les plus fréquentes portent sur l 2 raies les plus brillantes N_1 et N_2 du nébulium sur la raie Hβ de la série de Balmer.

En moyenne, dans les nébuleuses diffuses par émi sion, les rapports de ces 3 raies sont :

$$N_1 : N_2 : H\beta = 10 : 3 : 1$$

N_1 est donc en général la raie la plus brillante.

Mais on remarqua très vite que les rapports d'intensité de ces raies varient beaucoup d'une nébuleuse à une autre, ainsi pour N. G. C., 3372, ces rapports sont :

10 : 3 : 5

alors que pour N. G. C., 6523, ils sont :

3 : 1 : 10

Hβ est devenue ici la raie la plus brillante.

Il y a plus : dans une même nébuleuse, ces rapports varient d'une région à une autre d'une manière parfois considérable. Ainsi, pour la nébuleuse d'Orion, les rapports des 3 raies considérées sont :

10 : 3 : 5

dans la région centrale du trapèze et :

0 : 0 : 10

dans la nébuleuse N. G. C., 1982 qui constitue la partie nord de la nébuleuse d'Orion.

Ces variations sont dues à diverses causes, les variations des densités relatives des éléments provoquant ces raies interviennent certainement, mais la cause principale de ces variations réside dans les conditions de l'excitation des raies d'émission qui varient d'une nébuleuse à l'autre par suite des variations du type spectral de l'étoile excitatrice et dans une même nébuleuse par suite de la distance variable à cette étoile.

Nous préciserons ce dernier point à propos des nébuleuses planétaires.

Nébuleuses par émission associées à des étoiles de

type plus avancé que B0. — L'étude spectrographique de la nébuleuse América et de la nébuleuse I. C., 1318 révèle que ce sont des nébuleuses par émission, mais on n'y trouve pas d'étoile de type moins avancé que B0. Au contraire, la première semble associée à l'étoile α Cygni qui est de type *c*A2 et la seconde à l'étoile γ Cygni qui est de type *c*F8. Ces deux types sont plus avancés que B0 et les nébuleuses font exception à la règle de Hubble d'après laquelle les nébuleuses par émission sont associées à des étoiles de type O ou B0. L'explication est simple :

Comme l'indique le préfixe *c* placé devant l'indication de leurs types spectraux, α et γ Cygni sont des supergéantes c'est-à-dire des étoiles de très grand rayon (certaines ont un rayon supérieur à la distance de Mars au soleil). L'étude théorique de ces étoiles faite par Kosirev et Chandrasekhar montre que, même si leur type est avancé, elles rayonnent beaucoup d'ultra-violet, s'écartant ainsi considérablement d'un corps noir.

Or, nous avons vu que l'excitation d'une nébuleuse par émission provient de la lumière ultra-violette de l'étoile excitatrice.

La règle de Hubble s'expliquait par le fait que, parmi les étoiles normales, seules les étoiles moins avancées que B0 rayonnent assez dans l'ultra-violet pour exciter une nébuleuse par émission. Les deux exceptions que nous venons de signaler sont expliquées par le fait que les supergéantes rayonnent aussi beaucoup dans l'ultra-violet.

Nébuleuses mixtes. — Nous appellerons ainsi les nébuleuses dont le spectre comprend d'une part un fond continu, coupé de quelques raies d'absorption,

comme les nébuleuses par réflexion, d'autre part des raies d'émission comme les nébuleuses par émission.

Le type de ces nébuleuses est la grande nébuleuse d'Orion, la première connue. Beaucoup de nébuleuses par émission présentent aussi dans leur spectre un fond continu souvent très faible mais réel.

L'interprétation de ces nébuleuses mixtes est facile : elles sont sans doute composées d'un mélange de particules de 1.000 Å de diamètre et d'atomes et comprennent des étoiles brillantes parmi lesquelles se trouvent les étoiles O ou B0.

La pression de radiation exercée par ces étoiles O, B0, sur les particules n'a pu les chasser entièrement et la lumière diffusée par ces dernières explique le fond continu faible du spectre de la nébuleuse. D'autre part, l'excitation des atomes par la lumière ultraviolette de ces étoiles explique les raies d'émission du spectre comme pour une nébuleuse par émission.

Il semble que, d'après cette explication, si on classe la nébuleuse en régions d'après l'intensité du spectre continu d'une part et des raies d'émission de l'autre, il devrait y avoir indépendance entre les deux sortes de régions.

Une étude récente de la nébuleuse d'Orion faite par Greenstein et Henyey montre qu'il n'en est rien, l'intensité du spectre continu est en corrélation avec celle des raies d'émission comme si les particules réfléchissantes accompagnaient les atomes excités.

Il y a là un phénomène curieux et inexpliqué.

ÉTUDE PLUS PARTICULIÈRE DES NÉBULEUSES PLANÉTAIRES

La théorie de l'émission de la lumière des nébuleuses par émission que nous venons de développer s'applique aux nébuleuses diffuses par émission et aux nébuleuses planétaires.

Effectivement, les spectres de ces deux catégories de nébuleuses sont analogues et présentent en moyenne les mêmes raies d'émission.

Il y a cependant entre les nébuleuses diffuses par émission et les nébuleuses planétaires des différences que nous allons étudier rapidement.

Structure spatiale des nébuleuses planétaires. — La différence la plus apparente entre les deux catégories de nébuleuses est celle de leurs aspects :

Les nébuleuses diffuses par émission, comme celle d'Orion, n'ont pas de forme régulière et s'apparentent à ce point de vue, purement morphologique, aux nébuleuses diffuses par réflexion. Nous savons qu'elles en diffèrent par le spectre et la constitution, les nébuleuses par émission sont composées d'atomes alors que les nébuleuses par réflexion sont composées de particules diffusantes d'environ 1.000 Å de diamètre.

Les étoiles excitatrices de la nébuleuse paraissent avoir une position quelconque dans celle-ci.

Les nébuleuses planétaires, au contraire, ont un aspect très régulier, annulaire ou circulaire suivant la durée de la pose.

Précisons ce point : sur une pose relativement courte, une nébuleuse planétaire se présente sous l'aspect d'un anneau lumineux de forme circulaire ou parfois légèrement aplati et en général de faible

épaisseur. Si on augmente la durée de pose, on voit peu à peu apparaître à l'intérieur de l'anneau des portions de la nébuleuse qui étaient trop peu lumineuses pour impressionner la plaque photographique lors des courtes poses.

La différence de brillance des parties centrales et marginales de la nébuleuse est assez grande pour qu'on ne puisse les photographier simultanément. Une courte pose ne montre que les régions marginales et une longue pose en donne une image surexposée.

Les nébuleuses planétaires n'ont qu'une étoile excitatrice qui est placée exactement au centre de la nébuleuse.

On interprète ces apparences en admettant qu'une nébuleuse planétaire a la forme d'une couche sphérique, c'est-à-dire, est formée d'atomes confinés entre 2 sphères concentriques ayant pour centre l'étoile excitatrice. On peut évaluer l'épaisseur d de la nébuleuse, c'est-à-dire la différence des rayons des 2 sphères qui la limitent, soit par mesure directe de l'épaisseur de l'anneau sur les courtes poses, mesure qui donne directement d, soit en mesurant le rapport des brillances des parties marginale et centrale de la nébuleuse qui doit être égal à $\sqrt{\frac{2R}{d} - 1}$, R étant le rayon de la nébuleuse.

Les valeurs de $\frac{d}{R}$ ainsi obtenues concordent, elles varient de quelques centièmes à quelques dixièmes, et ceci confirme l'hypothèse faite sur la structure spatiale des nébuleuses planétaires.

Températures des étoiles excitatrices des nébuleuses planétaires. — En règle générale, la brillance des

nébuleuses planétaires est supérieure à celle des nébuleuses diffuses par émission, et les spectres des premières révèlent une température plus élevée de l'étoile excitatrice.

Comme nous l'avons dit, les étoiles excitatrices des nébuleuses diffuses par émission sont de types B0, ou O*e* 5 (parfois B1) alors que les étoiles excitatrices des nébuleuses planétaires sont de type O*e* 1 à O*e* 4 et présentent les caractères des étoiles Wolf Rayet : Spectre continu ultra-violet très intense, absence de raies d'absorption, présence de bandes d'émission.

Voici les températures obtenues par Zanstra pour les étoiles excitatrices des nébuleuses par la méthode que nous avons exposée :

Type de la nébuleuse	Type de l'étoile excitatrice	Température
Diffuse par émission..	B1 B0	21.000° 28.000°
Planétaires...........	. O	34.000°

Pour les étoiles de type O, nous n'avons indiqué que la température moyenne, mais Zanstra a obtenu pour les étoiles excitatrices de certaines nébuleuses planétaires des températures très élevées :

Nébuleuses	Températures
I. C., 4593	25.000°
N. G. C., 6543	35.000°
N. G. C., 6572	43.000°
N. G. C., 7027	53.000°
N. G. C., 650	85.000°
N. G. C., 1952	100.000°
N. G. C., 6445	140.000°

Dimensions des images des nébuleuses planétaires en diverses longueurs d'onde. — La variation des intensités relatives des raies d'émission à l'intérieur d'une même nébuleuse a été particulièrement étudiée dans les nébuleuses planétaires dont la forme est simple. Pour faire cette étude, il suffit en effet de photographier la nébuleuse avec un prisme objectif. Chaque raie d'émission donne alors une image distincte de la nébuleuse. En comparant les dimensions des diverses images, on observe directement les répartitions des intensités des diverses raies dans la nébuleuse.

Or, pour une même nébuleuse planétaire, les images obtenues au prisme objectif, correspondant aux diverses raies d'émission, diffèrent considérablement les unes des autres, non pas tant au point de vue de l'aspect général de la nébuleuse qu'au point de vue de ses dimensions.

L'image conférant à la nébuleuse le plus grand diamètre est presque toujours celle qui est produite par la raie 3.727 de O+ et l'image qui a le plus petit diamètre est presque toujours celle qui correspond à la raie 4.686 de He+. Les autres raies donnent des images de dimensions intermédiaires entre les précédentes.

Bowen a remarqué que les raies de recombinaison des atomes donnent des images de la nébuleuse d'autant plus petites que le potentiel d'ionisation est plus élevé.

Considérons, pour simplifier, le cas élémentaire d'une nébuleuse constituée uniquement de He. Dans une telle nébuleuse, l'observation révèlerait que les images données par les raies de He + (potentiel d'ioni-

sation 54,8 volts, correspondant à 228 Å), sont plus petites que celles données par les raies de He (potentiel d'ionisation 24,4 volts, correspondant à 506 Å).

L'explication de ce fait a été donnée par Bowen : dans une nébuleuse constituée de He, la lumière ultra-violette de l'étoile au-dessous de 228 Å ionise 2 fois He, le décomposant en He++ et 2 électrons. Par recombinaison avec un électron, le noyau de He++ émet le spectre de He+. Mais, à mesure qu'on s'éloigne de l'étoile excitatrice, la lumière de longueur d'onde inférieure à 228 Å, seule capable d'ioniser 2 fois He, est progressivement absorbée. Il arrive qu'au delà d'une certaine distance de l'étoile, il n'y a plus de photons de longueur d'onde inférieure à cette limite et que He ne peut s'y trouver 2 fois ionisé, on cesse alors d'y observer le spectre de He+.

Mais les photons de longueurs d'onde comprises entre 228 Å et 506 Å, qui n'ont pas pu servir à ioniser 2 fois He, peuvent dépasser cette distance et ioniser une fois les atomes de He, les séparant en He+ et un électron. Par recombinaison, ces atomes donnent le spectre de He jusqu'à une distance à laquelle tous les photons de longueur d'onde inférieure à 506 Å auront été absorbés.

On voit ainsi que l'excitation d'un atome a lieu d'autant plus loin de l'étoile que son potentiel d'ionisation est moins élevé.

L'explication précédente, valable pour une nébuleuse constituée de He et pour le mécanisme par recombinaison peut être étendue à une nébuleuse de composition quelconque et aux autres mécanismes de l'émission, comme le mécanisme dérivé de l'excitation électronique.

Origine des nébuleuses planétaires. — Les nébuleuses planétaires et leur étoile excitatrice sont le résultat d'anciennes novæ. La place nous manque pour exposer ici ce que l'on sait des novæ, ou étoiles temporaires.

Disons seulement que ce sont des étoiles qui brusquement deviennent très lumineuses, leur magnitude augmentant en éclat de plus de 10 unités en quelques heures. Elles explosent en quelque sorte et éjectent dans toutes les directions des atomes avec des vitesses si élevées que ceux-ci échappent à l'attraction de la nova et forment une sorte de couche sphérique s'éloignant de l'étoile. La nova devient une étoile Wolf Rayet émettant considérablement dans l'ultra-violet et joue ainsi le rôle d'étoile excitatrice vis-à-vis de la nébuleuse formée par les atomes émis par l'étoile elle-même.

On s'explique ainsi la position centrale de l'étoile excitatrice des nébuleuses planétaires.

CHAPITRE VII

LES ATOMES INTERSTELLAIRES

L'observation des atomes interstellaires

Introduction. — Dans l'espace entre les étoiles de la galaxie se trouvent des atomes, principalement de calcium ionisé et de sodium. Leur existence est révélée par la présence de raies d'absorption dans les spectres des étoiles placées derrière eux.

Ces atomes sont bien distincts des particules qui composent les nuages obscurs de Barnard et la matière absorbante interstellaire ; ces dernières particules ont en effet des diamètres de 1.000 Å et sont formées chacune de quelque 10^6 atomes ou molécules. Elles provoquent une absorption continue de la lumière des étoiles. Lorsqu'elles sont voisines d'étoiles brillantes, elles diffusent leur lumière et donnent naissance à une nébuleuse par réflexion.

Les atomes ont, au contraire, un diamètre de quelques angströms et leur absorption est limitée à quelques raies fines.

Nous allons exposer les connaissances actuelles sur les atomes interstellaires.

Les raies stationnaires. — Les étoiles doubles sont

composées de 2 étoiles très rapprochées, tournant autour de leur centre de gravité commun. La plupart de ces couples sont séparables dans nos instruments en leurs deux composantes.

Mais quelques couples sont trop serrés pour être séparés et apparaissent à l'observation visuelle comme une étoile simple. Les périodes de révolution de ces couples inséparables sont courtes, certaines sont de quelques jours seulement. Aussi les vitesses des composantes par rapport au centre de gravité du système sont-elles grandes, et atteignent plusieurs centaines de kmsec^{-1}.

Le spectre de ces étoiles est continu et coupé de raies d'absorption qui sont la réunion des raies de chacune des composantes. Le centre de gravité du système est animé d'un mouvement rectiligne uniforme, aussi, sa vitesse radiale, si on pouvait l'observer directement, serait constante. La vitesse de chacune des composantes est la somme de la vitesse du centre de gravité et de la vitesse de la composante par rapport au centre de gravité. La vitesse radiale de chaque composante varie donc avec une période égale à celle de la révolution de l'étoile et dans le spectre, on observe que l'ensemble des raies d'absorption de chacune des composantes oscille autour d'une position moyenne.

Pour cette raison, ces étoiles sont appelées binaires spectroscopiques.

L'étude des variations des vitesses radiales révélées par les raies d'absorption du spectre permet de déterminer de nombreux éléments de l'orbite.

On connaît actuellement quelques centaines de binaires spectroscopiques, dont les composantes sont

presque toutes de types peu avancés O et B. Les raies de ces étoiles sont en général larges et diffuses.

En 1904, Hartman constata que, dans le spectre de la binaire spectroscopique δ Orionis, où les raies sont mobiles autour de positions moyennes, révélant une amplitude de variation de la vitesse radiale de

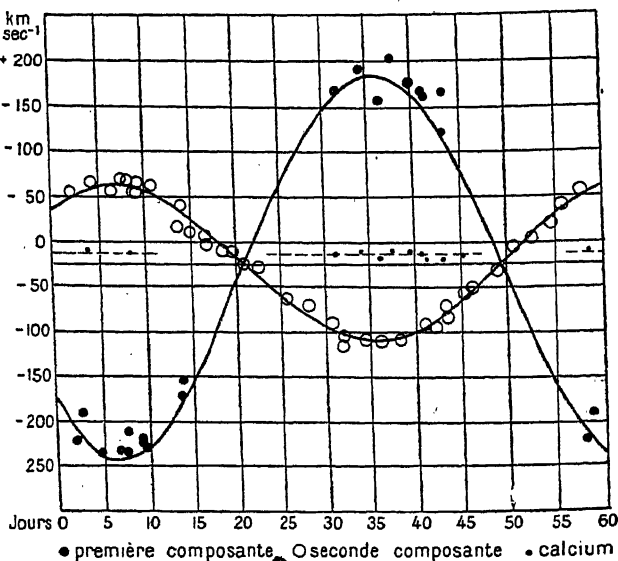



Fig. 28. — Vitesses radiales présentées par une binaire spectroscopique

Les vitesses radiales données par les raies de l'une et l'autre des composantes varient avec une période égale à celle de la révolution de l'étoile double alors que la vitesse radiale des raies du Ca + reste constante.

00 km/sec [1], 2 raies, les raies H et K de longueurs d'onde 3.968 et 3.934 Å dues au calcium ionisé, sont fixes et révèlent par conséquent une vitesse radiale constante.

De plus, alors que les raies oscillantes du spectre de δ Orionis sont larges et diffuses, les raies H et K sont fines.

Depuis la découverte d'Hartman, la même constatation fut faite sur d'autres binaires spectroscopiques.

Les raies qui révèlent une vitesse radiale constante sont appelées pour cette raison raies *stationnaires*.

Actuellement, les raies stationnaires H et K de calcium ionisé ont été observées dans une quarantaine de binaires spectroscopiques.

Interprétation des raies stationnaires. — L'interprétation de ces raies est immédiate : le calcium ionisé qui provoque l'absorption de ces raies ne participe au mouvement d'aucune des composantes de la binaire, sa vitesse par rapport au centre de gravité du système est constante. Ce calcium est donc extérieur aux composantes de la binaire.

Où se trouve ce calcium ? Est-il distribué au hasard dans l'espace entre les étoiles et nous, comme l'a proposé Eddington dès le début ? Ou est-il voisin de la binaire, constituant en quelque sorte une vaste atmosphère du système, fixe par rapport au centre de gravité, comme l'avait proposé Plaskett ?

Les deux hypothèses furent discutées. On allégua en faveur de la première que la vitesse radiale du calcium diffère souvent de celle du centre de gravité du système, prouvant l'indépendance des mouvements du calcium et de la binaire.

En faveur de la seconde, on allégua, par contre,

que les raies stationnaires n'apparaissent que dans les étoiles de types antérieurs à B3, comme si le calcium constituait une atmosphère n'accompagnant que les étoiles des premiers types.

La question est résolue actuellement. Le calcium ionisé est interstellaire, il constitue des nuages distribués au hasard dans l'espace.

Signalons que dans certaines binaires spectroscopiques, chaque raie de Ca+ se décompose en deux, ou trois, l'une de ces raies est fine et fixe, alors que les deux autres sont larges et oscillent. La première prend évidemment naissance dans les nuages interstellaires de calcium alors que les deux autres sont produites dans les atmosphères des composantes de la binaire.

Les raies détachées. — En 1923 un progrès nouveau fut réalisé par Plaskett dans la connaissance du calcium interstellaire.

Plaskett avait étudié les spectres de 40 étoiles O, en utilisant des spectrographes dont les dispersions allaient de 29 Å à 49 Å au millimètre à Hβ. Sur les spectrogrammes, on pouvait mesurer les vitesses radiales déduites des positions des raies avec une précision de 2 kmsec^{-1}.

Les raies de ces étoiles sont larges et diffuses, sauf deux d'entre elles : les raies H et K de Ca+. Toutes les raies diffuses donnent la même vitesse radiale aux erreurs près, alors que la vitesse radiale révélée par les raies H et K est en général différente de celle que l'on trouve par la mesure des autres raies du spectre. Pour certaines étoiles, l'écart entre ces deux vitesses atteint 60 kmsec^{-1} (λ Cephei) et ne peut être négligé.

Ces raies H et K et, d'une manière générale, toutes les raies qui révèlent une vitesse radiale différente de la vitesse donnée par les autres raies sont appelées raies *détachées*.

Ces raies ont été interprétées comme les raies stationnaires des binaires spectroscopiques : elles sont produites dans des nuages de Ca + extérieurs à l'étoile et ne participant pas à son mouvement.

Les raies détachées ont fait depuis vingt ans l'objet de très nombreuses recherches, particulièrement de Plaskett, de Struve, de Young et de Henroteau, et, pour leur étude, on dispose d'un important matériel d'observation permettant des recherches statistiques.

On a mesuré l'intensité et la vitesse radiale des raies détachées dans 2.000 étoiles.

Raies détachées dans les divers types spectraux. — Les raies détachées n'apparaissent que dans les étoiles de type antérieur à B3. Si le calcium est réparti au hasard dans l'espace, les raies détachées doivent apparaître dans les spectres de toutes les étoiles éloignées sans distinction de type spectral, aussi cela paraît-il au premier abord contraire à l'hypothèse d'Eddington de la répartition uniforme du calcium dans l'espace.

Mais il est facile de comprendre ce résultat : les raies H et K de Ca + sont présentes dans les spectres des étoiles de type postérieur à B3 et leur intensité croît lorsqu'on s'adresse à des types de plus en plus avancés où ces raies sont larges et intenses. Aussi les raies H et K produites dans les atmosphères de ces étoiles masquent les raies fines produites par le calcium interstellaire et les rendent invisibles malgré que ces dernières soient présentes.

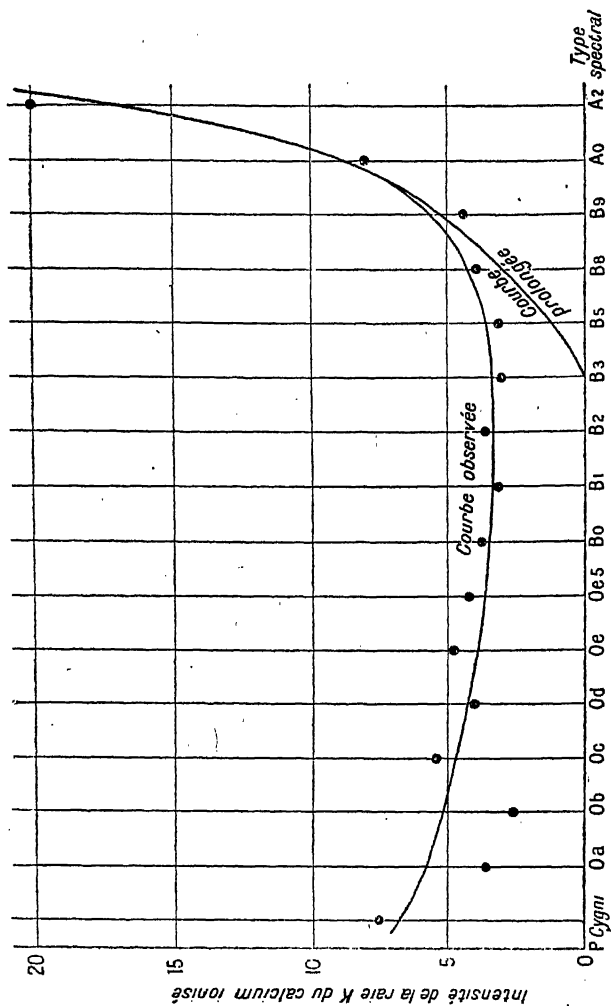



Fig. 29. — Intensité moyenne de la raie K de Ca+ dans les spectres stellaires en fonction du type spectral

On peut soumettre cette hypothèse à une vérification en étudiant la relation entre l'intensité de la raie K par exemple et le type spectral.

Les intensités des raies du Ca+ ont été mesurées ou plus exactement estimées par comparaison avec une échelle logarithmique de raies artificielles, analogue à une échelle de grandeurs pour les étoiles. L'intensité 0 correspond à une raie invisible et 10 à une raie présentant avec le fond continu du spectre de l'étoile une différence de 1 magnitude environ.

Si on porte en abscisse le type spectral et en ordonnée l'intensité moyenne de H et K dans les spectres correspondants, on obtient une courbe qui croît vers les types avancés (voir fig. 29). Considérons la portion de la courbe pour les derniers sous-types B et prolongeons la vers les premiers types, on obtient une courbe qui rejoint l'axe des x vers le type B3. Pour les types O, B0, B1 et B2, l'intensité de H et K devrait donc être nulle dans les spectres stellaires.

Or, la courbe réelle obtenue présente une sorte de coude au type B 3 et donne une intensité non nulle pour les types antérieurs. Cette intensité résiduelle est due aux raies détachées. Pour les types postérieurs à B3, les raies du calcium interstellaire sont masquées par les mêmes raies du spectre de l'étoile.

L'objection avancée contre l'hypothèse de la répartition au hasard des nuages de calcium est donc levée.

Variation de l'intensité des raies détachées avec la distance. — Il existe un moyen crucial de décider entre la théorie d'Eddington et celle de Plaskett.

Si les nuages de calcium sont distribués au hasard entre les étoiles et nous, le rayon lumineux qui vient

de l'étoile rencontrera d'autant plus de calcium que l'étoile est plus lointaine et, partant, l'intensité I des raies détachées croîtra avec la distance. L'échelle d'intensité étant logarithmique, le nombre qui mesure l'intensité doit dans cette hypothèse croître proportionnellement à la distance r.

Au contraire, dans l'hypothèse de Plaskett, l'intensité I des raies détachées doit être indépendante de la distance r et présenter seulement une corrélation avec la nature physique de l'étoile.

Ainsi, l'étude d'une corrélation possible entre I et r doit permettre de décider entre les deux théories.

Par malheur, les distances des étoiles O et B sont très difficiles à déterminer.

Les raies détachées n'apparaissent en effet, que dans les étoiles situées à plus de 200 parsecs dont les parallaxes trigonométriques (angle sous lequel, de l'étoile, on voit le demi grand axe de l'orbite terrestre, supposé perpendiculaire au rayon visuel), sont inférieurs à 1/200 de seconde d'arc et, par conséquent non mesurables.

Au delà de 200 parsecs, la seule méthode applicable pour la mesure des distances est celle des magnitudes absolues. Cette méthode consiste à déterminer la magnitude absolue M de l'étoile, c'est-à-dire celle qu'elle aurait pour un observateur placé à une distance unité (10 parsecs), par l'étude photométrique des raies spectrales et à en déduire la distance r par

$$m - M = 5 \log r - 5$$

où m est la magnitude apparente.

Mais cette méthode, imaginée par Adams en 1912,

n'est applicable qu'aux étoiles de types avancés et les étoiles O et B ne s'y prêtent pas malgré toutes les tentatives faites dans ce sens.

Aussi, pour effectuer la vérification proposée, a-t-on dû faire appel à d'autres méthodes de caractère statistique et partant, moins précises.

On peut apporter une première présomption en faveur de la théorie d'Eddington :

Les étoiles faisant partie d'un même groupe physique, comme un amas stellaire, montrent des raies détachées de même intensité quel que soit leur type spectral.

Relation entre l'intensité des raies détachées et la magnitude apparente de l'étoile. — Considérons les étoiles d'un type spectral donné, B0 par exemple. Leurs magnitudes absolues M ne sont pas toutes identiques, mais présentent une certaine dispersion autour d'une moyenne M_0.

Classons ces étoiles par groupes d'après la magnitude apparente m : la distance des étoiles les plus faibles sera en moyenne plus grande que celle des étoiles les plus brillantes, on admettra en première approximation la relation :

$$\bar{m} - M_0 = 5 \log \bar{r} - 5$$

entre la magnitude apparente moyenne $\bar{m}$ d'un groupe et sa distance moyenne $\bar{r}$ (on devrait en toute rigueur remplacer la moyenne arithmétique des distances, par la moyenne géométrique).

On doit s'attendre dans l'hypothèse d'Eddington à une augmentation de l'intensité moyenne $\bar{I}$ de chaque groupe avec sa magnitude apparente moyenne $\bar{m}$.

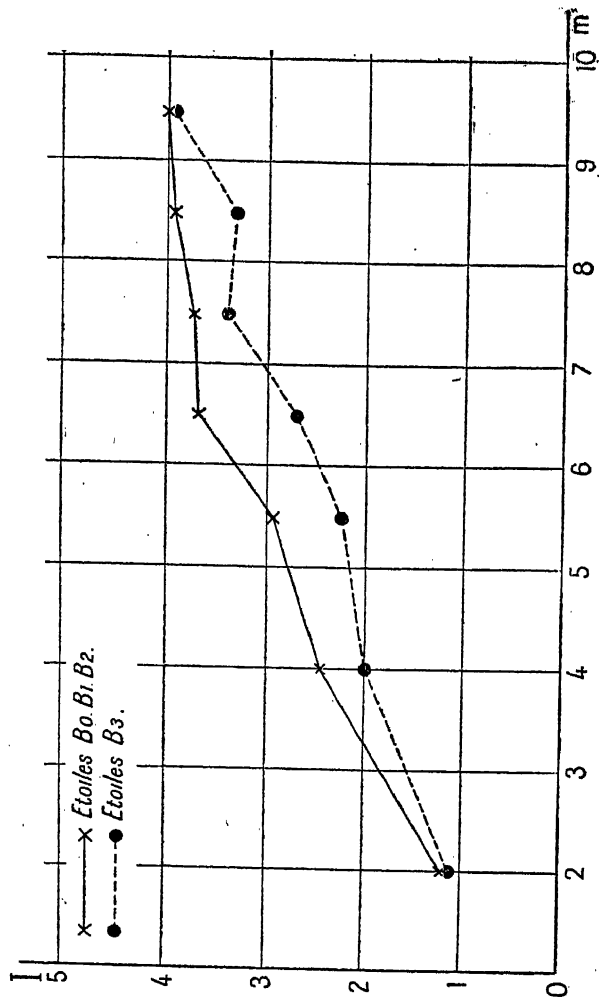



Fig. 30. — Variations de l'intensité moyenne $\overline{I}$ des raies de Ca+ en fonction de la magnitude apparente moyenne $\overline{m}$ pour les étoiles de type B

Cette vérification a été tentée par Oort avec le matériel réuni par Struve. Voici les résultats obtenus pour deux catégories spectrales :

$\bar{m}$	3	5	6	7	8	9	10
$\bar{I}$ (B0, B1, B2).	1,22	2,44	2,94	3,69	3,72	3,92	4,15
$\bar{I}$ B3	1,14	1,98	2,24	2,69	3,40	3,32	3,96

L'augmentation de $\bar{I}$ avec *m* est nette.

De plus, les étoiles B0, B1, B2 étant en moyenne intrinsèquement plus brillantes que les étoiles B3, on doit s'attendre, comme il arrive, à observer pour les premières des valeurs de $\bar{I}$ plus élevées que pour les dernières.

Ainsi, le résultat est favorable à l'hypothèse d'Eddington, mais il ne présente pas un caractère d'absolue certitude, puisqu'il n'établit de corrélation qu'entre $\bar{I}$ et $\bar{m}$ et non entre $\bar{I}$ et $\bar{r}$. Il se pourrait, en effet, que I soit en corrélation avec la magnitude absolue M et M en corrélation avec *m* par un effet de sélection du matériel d'observation bien connu en statistique stellaire : si on classe des étoiles d'une catégorie donnée d'après leurs magnitudes apparentes, les groupes de faible éclat apparent contiennent davantage d'étoiles intrinsèquement faibles.

Aussi Oort a-t-il cherché une corrélation entre I et *r*, en évaluant la distance par une méthode dite hypothétique basée sur la connaissance des mouvements propres et des vitesses radiales. La figure 31 montre le résultat obtenu.

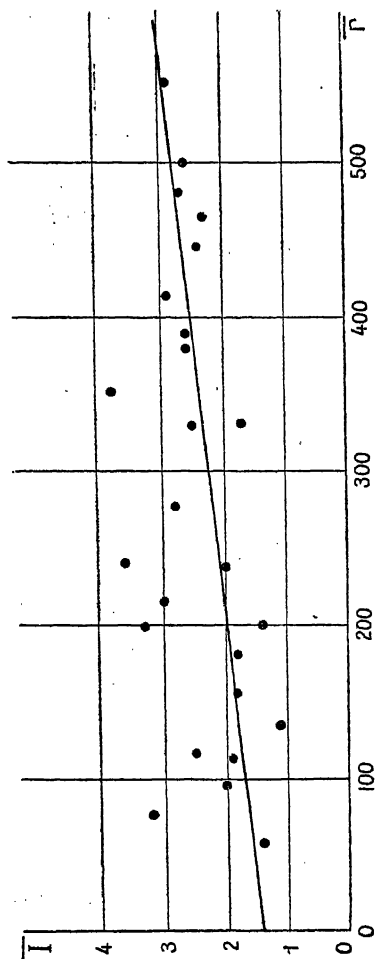



Fig. 31. — Variation de l'intensité $\overline{I}$ des raies de Ca+ en fonction de la distance moyenne $\bar{r}$ pour les étoiles de type B

I croît avec r conformément à la formule :

$$I = +1,4 + 2,8 \frac{r}{1.000} \text{ (} r \text{ en parsecs)}$$

I devrait être proportionnel à r, mais, comme on ne note jamais négativement l'intensité d'une raie, les erreurs accidentelles ont pour effet de faire attribuer à I des valeurs systématiquement trop élevées lorsque cette quantité est faible, ceci explique la présence d'un terme constant dans la formule précédente.

Les étoiles utilisées par Oort sont proches du soleil et par conséquent se prêtent mal à l'étude d'un phénomène proportionnel à la distance, aussi Struve a-t-il repris la question avec des astres plus éloignés et a obtenu un résultat plus net :

r	100	200	1.000	1.800	6.500
I	0	2,0	4,0	4,8	7,5

Vérification de la théorie d'Eddington par la rotation galactique. — Nous allons exposer rapidement la méthode qui a permis d'évaluer la distance moyenne des nuages de calcium et qui est basée sur la rotation de la galaxie.

Celle-ci tourne sur elle-même, mais cette rotation n'a pas lieu comme celle d'un corps solide : la vitesse angulaire de rotation diminue lorsqu'on s'éloigne du centre de la voie lactée. Cette diminution est si rapide, que la vitesse même des étoiles dans leur rotation diminue elle aussi lorsqu'on s'éloigne du centre. Ce phénomène est appelé rotation différentielle.

Considérons des étoiles situées dans le plan galactique à la même distance r du soleil, classons les en groupes d'après leur longitude l et désignons par ρ la vitesse radiale moyenne débarrassée du mouvement solaire. On démontre que, par suite de la rotation différentielle, ρ est une fonction de l donnée par

$$\rho = \mathrm{A}r \sin 2 \, (l - l_0)$$

où A est une constante et l_0 la longitude du centre galactique.

Ce phénomène est appelé effet Oort.

L'étude des vitesses radiales des diverses catégories stellaires dont les distances sont connues a permis de déterminer l_0 et A.

On trouve $l_0 = 330^\circ$, qui est bien la longitude du centre de la galaxie et :

$$\mathrm{A} = +\,0{,}015 \text{ kmsec}^{-1} \text{ parsec}^{-1}$$

On en déduit un moyen de déterminer la distance moyenne d'une catégorie d'astres de vitesses radiales connues.

On retire d'abord de chaque vitesse radiale la composante due au mouvement solaire et on représente les vitesses radiales restantes par une expression de la forme :

$$\rho = \alpha \sin 2 \, (l - l_0)$$

La distance moyenne r des astres considérés est alors donnée par :

$$r = \frac{\alpha}{0{,}015}$$

On peut remarquer que le procédé donne une précision indépendante de la distance des astres

étudiés, c'est-à-dire une précision relative qui croît avec cette distance.

Aussi le procédé est-il plus particulièrement applicable aux étoiles O et B qui, à égalité de magnitude apparente, sont plus éloignées que les autres catégories stellaires.

Malgré que les nuages de calcium ne soient pas observés directement, ce procédé leur est également applicable, puisque leurs vitesses radiales sont connues.

Plaskett a divisé les étoiles O et B, présentant les raies détachées du calcium en 4 groupes d'après leur magnitude apparente. Pour chaque groupe, il a déterminé la distance moyenne du groupe et la distance moyenne des nuages de calcium qui donnent des raies détachées dans les spectres des étoiles du groupe.

Magnitude apparente moyenne des étoiles	Amplitude de l'effet Oort en kmsec^{-1}		Distance en parsecs	
	Etoiles	Nuages de Ca+	Etoiles	Nuages de Ca+
5,60	10,26	5,02	687	335
6,03	13,86	7,66	927	511
7,08	16,58	8,31	1.107	554
7,34	20,49	10,08	1.367	673

On voit que, pour les 4 groupes étudiés, la distance des nuages de calcium est la moitié de celle des étoiles correspondantes.

Ceci prouve que les nuages de calcium sont distribués au hasard dans l'espace comme Eddington l'avait supposé.

En effet, la vitesse radiale mesurée par les raies

+90
+80
+70
+60
+50
+40
+30
+20
+10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-70
-80
-90
150
180
210
240
270
300
330
0
30
60
90
120
150

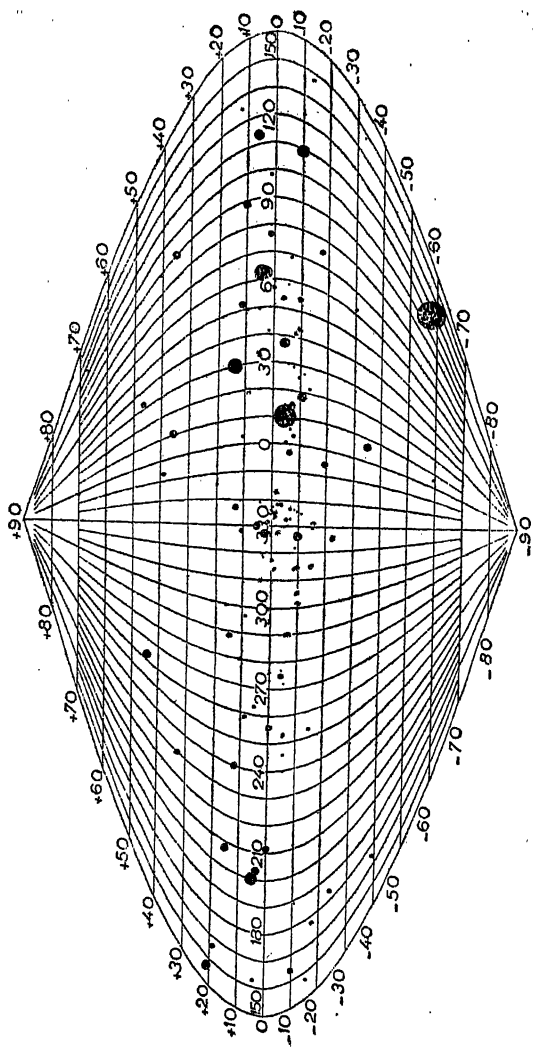



Fig. 32

du calcium est la moyenne des vitesses radiales des nuages placés sur le parcours du rayon qui va de l'étoile à nous, cette moyenne correspond au milieu de la distance entre l'étoile et le soleil.

L'amplitude de l'effet Oort, qui atteint 20 $kmsec^{-1}$ pour les étoiles et 10 $kmsec^{-1}$ pour les nuages, dépasse plusieurs dizaines de fois son erreur moyenne, aussi la preuve précédente de l'hypothèse d'Eddington est-elle décisive.

Répartition du calcium dans la galaxie. — La figure 32 montre la distribution apparente des étoiles qui présentent les raies détachées du calcium.

On voit que le calcium est concentré vers le plan galactique. Ceci pourrait être dû simplement au fait que les étoiles O et B3 dans le spectre desquelles on observe les raies détachées sont elles-mêmes très concentrées vers ce plan. Mais le fait est réel car on connaît quelques étoiles B3 observées loin du plan galactique qui ne présentent pas de raies détachées de Ca^+, bien que d'autres comme ρ Leonis (latitude + 53°) montrent ces raies avec assez d'intensité.

De plus Oort a divisé les étoiles O à B3 de magnitude apparente donnée en zones de latitude et pour chaque zone a déterminé l'intensité moyenne des raies de calcium, il a constaté l'augmentation de cette intensité lorsqu'on se rapproche du plan galactique, ce qui établit la fréquence plus élevée des nuages de calcium près de ce plan.

L'étude de l'intensité des raies du calcium en fonction de la longitude galactique révèle que celle-ci est maximum vers le centre galactique et minimum dans la direction opposée. Comme on pouvait s'y attendre, la densité des nuages de calcium diminue

donc lorsqu'on s'éloigne du centre de la galaxie.

Mouvements des nuages de calcium. — Comme on connaît les vitesses radiales des nuages de calcium, on peut étudier leurs mouvements.

Le mouvement du soleil par rapport aux nuages est dirigé vers l'apex classique dans la constellation d'Hercule et a pour grandeur la valeur classique de 20 $kmsec^{-1}$.

Nous avons vu en outre que les nuages de calcium interstellaire participent comme les autres astres de la voie lactée à la rotation galactique.

Une fois que l'on a retranché des vitesses radiales des nuages la composante due à la translation du soleil et la composante due à la rotation galactique, il reste ce que l'on appelle la vitesse radiale résiduelle qui traduit le mouvement individuel du nuage par rapport à l'ensemble des nuages voisins.

La moyenne de ces vitesses résiduelles est 5 $kmsec^{-1}$, c'est-à-dire faible par rapport à la même moyenne pour les autres astres. Les nuages ont peu de mouvements désordonnés.

Cependant, on constate l'existence de quelques mouvements d'ensemble. La moyenne des vitesses résiduelles dans certains groupes régionaux est parfois assez élevée :

Orion	+ 1,2	$kmsec^{-1}$
Persée	— 12	—
Lacerta	— 9,2	—
A Cygni	— 14	—
Cygnus	+ 4,8	—
Scorpius	+ 5,2	—

Le sodium interstellaire. — En 1919, on s'aperçut

que les raies H et K de Ca+ ne sont pas les seules raies stationnaires dans les spectres des binaires spectroscopiques.

Les 2 raies jaunes D_1 et D_2 du sodium de longueurs d'onde 5.896 et 5.890 Å apparaissent fines dans ces spectres alors que les autres raies sont diffuses. De plus, elles sont fixes, révélant une vitesse radiale constante, alors que les autres raies qui prennent naissance dans les étoiles oscillent avec la période du couple.

On a, en outre, aperçu dans de nombreux spectres les raies du Na comme raies détachées, c'est-à-dire révélant une vitesse radiale différente de celle des étoiles.

Leur intensité est comparable à celle des raies H et K de Ca+. Alors que les raies de Ca+ sont masquées par les raies stellaires à partir du type B3, les raies de Na ne le sont qu'à partir du type A2.

On est ainsi conduit à admettre que l'espace interstellaire contient du sodium à côté du calcium ionisé.

Les autres raies interstellaires. — Depuis quelques années, on a découvert de nouvelles raies détachées fines, dont quelques-unes ont pu être attribuées à Na et à de nouveaux atomes interstellaires.

Longueur d'onde	Origine
—	—
3.302,4	Na
3.303,0	Na
3.242,0	Ti+
3.383,8	Ti+
4.226,7	Ca
7.699,0	K

La raie 4.226 du calcium neutre n'apparaît que

dans une étoile (χ^2 Orionis) où elle est très faible.
En 1937, une autre raie également fine a été observée par Dunham à

4.300,3 Å

et Swings et Rosenfeld proposèrent de l'identifier, non plus avec une raie atomique, mais avec une raie de la molécule CH. Mc Kellar suggéra que, si cette identification était juste, on devrait observer également comme raies détachées les raies :

3.886,3 3.878,4 et 3.890,5

de cette molécule.

Effectivement, ces 3 raies furent observées en 1940 par Adams dans le spectre de ζ Ophiuchi, ce qui confirme l'existence de molécules CH interstellaires.

On a également observé 2 raies détachées, très fines et très voisines à :

3.874,61 et 3.874,02

qui ont été reconnues comme dues à la molécule de cyanogène CN.

Les molécules CH et CN existent donc réellement dans l'espace interstellaire.

Il reste cependant des raies détachées dont l'origine est encore inconnue. Ce sont, d'une part les raies fines :

3.579,0
3.745,3
3.934,3
3.957,7
4.232,6

et d'autre part, les raies larges et diffuses :

5.780,6
5.797,0
6.203,0
6.263,0
6.283,9
6.613,9

découvertes par Merrill.

L'origine interstellaire de ces raies n'est pas douteuse car, dans les binaires spectroscopiques où on les observe, elles sont fixes, et dans les autres étoiles, leur mesure donne une vitesse radiale différente de celle de l'étoile. De plus, l'intensité de ces raies croît avec la distance des étoiles.

Diverses hypothèses ont été proposées au sujet de leur origine.

Swings a proposé d'attribuer les raies diffuses 6.283,9 et 6.613,9 à des bandes de la molécule CO^2, mais l'absence dans les spectres stellaires des bandes plus intenses de cette molécule à 7.820 et 7.833 a conduit à rejeter cette hypothèse.

On a proposé également d'attribuer certaines raies diffuses à des bandes de Na^2 et NaK, mais on a abandonné ces hypothèses.

Enfin, certains astronomes ont proposé d'attribuer ces raies interstellaires diffuses à de petits cristaux solides de O^2, H^2O, CO^2. Les recherches sur ce sujet sont en cours.

En résumé, on a reconnu d'une manière certaine la présence dans l'espace interstellaire des atomes :

Ca^+, Na, Ti^+, K et Ca

et des molécules

$$CH \text{ et } CN$$

D'autres atomes ou molécules non encore identifiés y sont également présents.

LA TEMPÉRATURE DE L'ESPACE INTERSTELLAIRE

La température bolométrique. — On s'est souvent demandé quelle température régnait dans l'espace à grande distance d'une étoile. Le problème est intéressant en lui-même et se pose en outre lorsqu'on veut étudier l'état de la matière interstellaire.

Il importe d'abord de préciser ce que l'on entend par température, nous étudierons plusieurs nombres auxquels on peut attribuer ce qualificatif.

Lorsqu'un milieu, ou un espace vide, est parcouru par un rayonnement, une certaine énergie totale e est localisée dans chaque unité de volume.

Si l'espace considéré est l'intérieur d'un corps noir de température T, on sait (chap. II) que :

$$e = aT^4 \text{ avec } a = 0{,}76.10^{-14} \text{ C. G. S.}$$

Si le milieu, ou l'espace considéré, n'est plus l'intérieur d'un corps noir, mais un milieu quelconque, nous appellerons encore température bolométrique le nombre T défini par la formule précédente, e désignant toujours l'énergie, par unité de volume, du rayonnement qui y règne.

La température bolométrique est celle qu'indiquerait un bolomètre absorbant toutes les radiations, par exemple un thermomètre ordinaire à boule noircie, placé dans le milieu.

Cherchons par exemple la température bolomé-

trique T de l'espace exposé au rayonnement solaire en dehors de l'atmosphère à la distance de la terre.

Nous supposons que le soleil rayonne comme un corps noir de température $T_1 = 7.000°$, l'énergie e_1 de son rayonnement à l'intérieur de la photosphère, près du bord solaire est donc définie par :

$$e_1 = aT_1^4$$

Soit e l'énergie de ce même rayonnement par unité de volume près de la terre. La température cherchée T est donnée par :

$$e = aT^4$$

D'autre part e_1 et e sont dans le rapport des angles solides sous lesquels on voit le soleil, d'une part d'un point intérieur à la photosphère, d'autre part d'un point voisin de la terre :

$$\frac{e_1}{e} = \frac{2}{\left|\frac{R_1}{R}\right|^2}$$

en désignant par R_1 le rayon du soleil et par R la distance de la terre au soleil.

D'où :

$$\frac{T}{T_1} = \sqrt{\frac{R_1}{R}} \frac{1}{\sqrt[4]{2}}$$

Or, $R_1 = 109$ rayons terrestres, $R = 23.400$ rayons terrestres, d'où $T = 338°$ absolus, soit 65° C.

D'une manière générale pour un rayonnement comme celui du soleil la température bolométrique de l'espace varie en raison inverse de la racine carrée de la distance, en sorte qu'aux confins du système

solaire la température de l'espace est de 70° absolus, soit — 200° C.

Évaluons de même la température bolométrique de l'espace interstellaire.

Ce calcul est plus difficile que le précédent. Un point de l'espace, éloigné de toute étoile, reçoit un rayonnement provenant de l'ensemble des étoiles de la voie lactée, il faut donc sommer les énergies rayonnantes de toutes les étoiles pour calculer l'énergie e localisée dans 1 cm^3 de l'espace interstellaire.

Pour faire ce calcul, on imagine une galaxie « synthétique » : classons les étoiles par types spectraux et par magnitudes et évaluons le nombre d'étoiles de la galaxie dans chaque classe.

Nous connaissons pour chaque longueur d'onde l'énergie reçue d'une étoile type de chacune des classes ainsi formées. Par sommation par rapport aux longueurs d'onde, nous pouvons donc calculer l'énergie totale reçue d'une telle étoile.

Comme nous connaissons le nombre des étoiles de chaque classe ; nous en déduisons par addition le rayonnement total que nous envoient les étoiles, le soleil excepté.

On trouve ainsi :

$$e = 5{,}2\ 10^{-13}\ \text{ergcm}^{-3}$$

de

$$e = aT^4,$$

on déduit :

$$T = 2^o 9 \text{ absolus, soit environ } -270^o \text{ C}$$

La température bolométrique de l'espace interstellaire est donc très basse.

Température de couleur. — Nous avons vu que la

distribution de l'énergie d'un rayonnement noir, c'est-à-dire la répartition relative des énergies entre les diverses longueurs d'onde dans ce rayonnement, dépend de la température.

On définira la température de couleur d'un rayonnement, comme la température du corps noir pour lequel la distribution relative de l'énergie entre les diverses longueurs d'onde s'approche le plus de la même distribution pour le rayonnement donné.

Voici un moyen de calculer la température de couleur : l'énergie E (λ) du rayonnement qui règne dans un corps noir à la température T entre les longueurs d'onde λ et λ + *d*λ présente un maximum pour une longueur d'onde λ_M (en Å) donnée par :

$$\lambda_M . T = 2{,}886 . 10^7$$

Pour un rayonnement quelconque, noir ou non, nous définirons la température de couleur par la formule précédente, λ_M désignant toujours l'abscisse du maximum de la courbe d'énergie.

Nous allons voir sur un exemple que la température bolométrique et la température de couleur peuvent différer d'une manière considérable.

Considérons, en effet, le rayonnement au jour dans une pièce d'habitation bien éclairée dont la température bolométrique est par exemple de 18° C, c'est-à-dire 291° absolus. Le maximum de l'énergie du rayonnement qui règne dans cette pièce est à environ 5.500 Å, et la température de couleur est 6.000° absolus, donc beaucoup plus élevée que la température bolométrique.

Nous allons voir que, pour l'espace interstellaire,

la différence entre les deux températures est encore plus accentuée.

Pour évaluer la température de couleur de l'espace interstellaire, il nous faut connaître la distribution du rayonnement qui y règne. Ce rayonnement résulte de la superposition de ceux des étoiles lointaines ; reprenons donc la galaxie synthétique du paragraphe précédent et ajoutons cette fois les rayonnements des étoiles pour chaque longueur d'onde, on obtient ainsi une courbe d'énergie en fonction de la longueur d'onde présentant un maximum vers 4.000 Å.

La température de couleur de l'espace interstellaire est ainsi de 7.200° environ, c'est-à-dire beaucoup plus élevée que sa température bolométrique.

Température moyenne. — On définit parfois autrement la température du rayonnement interstellaire :

Supposons la galaxie formée d'étoiles de températures T_1, T_2 et soient μ_1, μ_2... les pourcentages de ces diverses catégories. On adopte comme température moyenne, la quantité T_0 définie par :

$$T_0^4 = \mu_1 T_1^4 + \mu_2 T_2^4 + \dots$$

Pour le modèle de galaxie synthétique utilisé, on a :

$$T_0 = 10.000^\circ$$

On appelle facteur de dilution le nombre δ défini par :

$$e = \frac{1}{\delta} a T_0^4$$

c'est le nombre par lequel il faut diviser la densité d'énergie totale régnant dans le corps noir de température T_0 pour obtenir la densité d'énergie régnant dans l'espace.

Dans l'espace interstellaire :

$$\delta = 10^{14}$$

La courbe en trait plein de la figure 34 représente la courbe d'énergie du corps noir de température T_0,

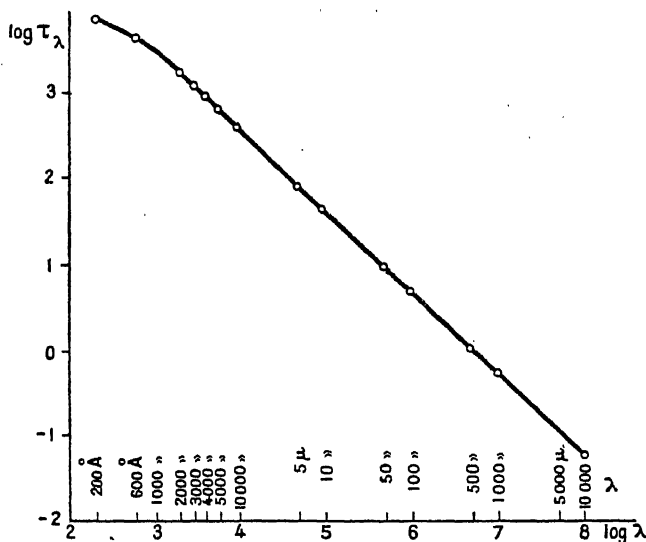



Fig. 33. — Température du rayonnement interstellaire de longueur d'onde λ

on voit qu'elle diffère de celle du rayonnement interstellaire.

Température du rayonnement de longueur d'onde λ.— On peut généraliser les considérations précédentes et considérer pour chaque longueur d'onde λ une température T_λ du rayonnement interstellaire.

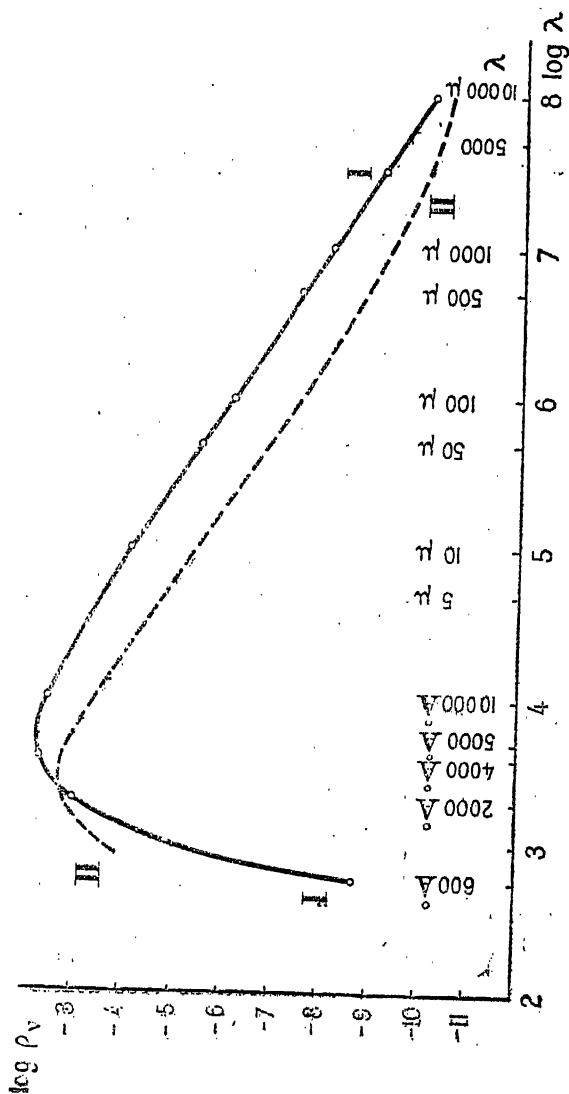



Fig. 34. — Comparaison du rayonnement dans l'espace interstellaire à celui de l'intérieur d'un corps noir de température $T_0 = 10.000°$

La courbe pointillée II représente le rayonnement dans l'espace interstellaire. La courbe en trait plein I représente le rayonnement dans un corps noir de température 10.000°, divisé par le facteur de dilution $\delta = 10^{14}$.

Nous définirons T_λ par la condition que la densité d'énergie du rayonnement d'un corps noir de température T_λ entre λ et $\lambda + d\lambda$ soit égale à l'énergie du rayonnement interstellaire dans le même intervalle.

En adoptant la galaxie synthétique du paragraphe précédent on trouve pour diverses longueurs d'onde les températures suivantes :

λ	T_λ
600 Å	4.707°
2.000	1.750°
4.000	967°
6.000	690°

On peut résumer les résultats précédents en disant que rien n'est plus éloigné de l'équilibre thermodynamique que le rayonnement interstellaire.

Nous admettrons par la suite que ce rayonnement est celui d'un corps noir de température $T_0 = 10.000°$ divisé pour chaque longueur d'onde par le facteur de dilution

$$\delta = 10^{14}.$$

Température cinétique. — D'après la théorie cinétique, la température d'un ensemble d'atomes ou de molécules est définie par :

$$\frac{3}{2} KT = \frac{1}{2} mv^2$$

où v est la vitesse quadratique moyenne des molécules de masses m et K une constante universelle :

$$K = 1.381 \; 10^{-16} \text{ C. G. S.}$$

En d'autres termes, la température est proportionnelle à l'énergie cinétique moyenne des atomes ou molécules.

Dans un mélange de corpuscules, électrons libres, atomes, molécules, ou particules plus grosses, il se produit une égalisation des températures des diverses catégories de composants ou, en langage cinétique, une équipartition de l'énergie moyenne des corpuscules de chaque catégorie. Dans un mélange de deux sortes d'éléments par exemple, désignés par les indices 1 et 2 :

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2$$

Cette équipartition de l'énergie se produit à la suite des chocs des corpuscules entre eux.

Or, l'espace interstellaire contient des atomes et molécules précédemment énumérés, des électrons libres arrachés de ces atomes par le rayonnement et des particules plus grosses qui constituent la matière absorbante. On peut donc définir la température cinétique de l'espace au moyen de l'énergie moyenne de translation de ces éléments.

Cette agitation thermique de la matière interstellaire ne peut encore être observée directement. C'est donc par voie théorique que nous l'étudierons.

Pour la commodité du raisonnement nous assimilerons le rayonnement qui règne dans l'espace interstellaire à un flux de photons dirigés en tous sens, l'énergie de translation d'un photon de fréquence ν étant $h\nu$.

Nous supposerons que les particules de la matière absorbante échangent de l'énergie avec les atomes et les électrons interstellaires et possèdent ainsi la même température cinétique que ceux-ci. Bornons-nous donc à peupler l'espace interstellaire de photons, d'atomes et molécules et d'électrons libres.

Si cet espace était assimilable à l'intérieur d'un corps noir, les atomes et les électrons posséderaient la même température que le rayonnement.

Mais, comme nous l'avons vu, le rayonnement interstellaire est très loin de réaliser l'équilibre thermodynamique, puisque sa température bolométrique est 2° 9 et sa température moyenne 10.000°.

On est ainsi amené à étudier de plus près les échanges d'énergie entre les atomes, les électrons et le rayonnement.

Ces échanges d'énergie sont de natures diverses, mais l'un d'eux, l'ionisation des atomes par les photons ultra-violets du rayonnement interstellaire, est prédominant et fournit l'ordre de grandeur de la température cinétique de l'espace.

Soit un atome interstellaire de potentiel d'ionisation $\frac{h\nu_1}{e}$, tout photon de fréquence ν supérieure à ν_1 rencontrant cet atome en expulsera un électron animé à sa sortie de la vitesse V donnée par :

$$\frac{1}{2} m V^2 = h\nu - h\nu_1$$

La distribution des fréquences ν du rayonnement interstellaire nous est connue, nous avons exposé comment on l'évaluait en adoptant une galaxie synthétique.

En faisant des hypothèses plausibles sur l'ordre de grandeur de ν_1, on peut donc évaluer la valeur moyenne de V^2, vitesse quadratique des électrons libres de l'espace et par là la température cinétique T du gaz de photo-électrons ainsi formé.

Par chocs avec les atomes, ces photo-électrons

communiqueront leur température à ces derniers et on peut assimiler la température cinétique de l'espace à celle T du gaz d'électrons.

Le calcul de T a été fait par Eddington qui attribue ainsi à l'espace une température cinétique de 10.000°.

On reconnaît dans le processus d'échange d'énergie entre la matière et le rayonnement interstellaire, le mécanisme premier de l'émission dans les nébuleuses par émission. Aussi le raisonnement précédent s'applique-t-il en grande partie à ces nébuleuses, qui peuvent ainsi posséder des températures de plusieurs dizaines de milliers de degrés.

L'idée qu'une absorption sélective de très courtes longueurs d'onde par la matière nébulaire peut conférer à celle-ci une température très élevée a été suggérée pour la première fois par Fabry en 1910.

ÉTAT D'IONISATION DES ATOMES INTERSTELLAIRES

Les conditions d'observation des atomes interstellaires. — Nous venons d'étudier la radiation lumineuse interstellaire et nous avons exposé en même temps le mécanisme des échanges d'énergie entre cette radiation et les atomes interstellaires. Nous allons exposer brièvement ce que l'on sait et ce que l'on suppose de l'état d'ionisation de cette matière.

Dans toutes les recherches, on suppose, souvent sans le dire, que l'ensemble de la galaxie est électriquement neutre, c'est-à-dire que la charge positive totale des ions est égale en valeur absolue à la charge négative totale des électrons. On étend aussi cette hypothèse à l'espace interstellaire.

En l'absence de facteur ionisant, les atomes inter-

stellaires seraient donc à l'état neutre, mais les photons de très courte longueur d'onde ionisent les atomes en chassant d'abord un électron puis peut-être d'autres.

Les électrons ainsi chassés restent libres un moment, puis viennent se placer sur d'autres atomes ionisés et ainsi de suite.

Il s'établit un équilibre statistique entre atomes, ions, électrons et photons interstellaires.

Pour observer en absorption les raies d'un atome dans un certain état d'ionisation, il faut que les atomes ou ions correspondants soient assez abondants, mais cela ne suffit pas.

Les atomes ou ions, se trouvent dans l'état fondamental. En effet, si, par suite d'une action extérieure, l'atome est porté dans un état excité, il redescendra de cet état à l'état fondamental au bout de très peu de temps et ne restera donc qu'un temps très court dans l'état excité sans avoir le temps d'absorber un photon à partir de cet état.

Les seules raies d'absorption que l'on puisse observer dans l'espace interstellaire sont donc les raies ultimes, c'est-à-dire celles qui partent de l'état fondamental.

En outre, ces raies doivent se trouver entre 3.000 et 10.000 Å, seul domaine observable astronomiquement. Ainsi, nous verrons plus loin que l'hydrogène est sans doute très abondant dans l'espace interstellaire, mais on n'a aucune chance d'observer les raies de ce corps comme raies détachées car les transitions partant de l'état fondamental constituent la série de Lyman qui est dans l'ultra-violet inobservable.

On conçoit aussi que les raies d'un élément ont

plus de chances d'être observées s'il n'existe qu'une raie intense partant de l'état fondamental. Si, au contraire, il y a de nombreuses raies ultimes d'intensités comparables l'énergie absorbée se divisera entre un grand nombre de raies dont aucune ne sera visible.

Les raies d'un atome neutre sont d'autant plus facilement observables que le potentiel d'ionisation de cet atome est plus élevé. En effet, si l'atome est facilement ionisable, un très petit nombre de ces atomes seulement restera à l'état neutre, la plupart d'entre eux se trouvant ionisés par la radiation interstellaire.

Pour que les raies d'un atome une fois ionisé (ou ion) soient facilement observables, il faut au contraire que le potentiel d'ionisation de l'atome neutre soit faible. Mais il faut aussi que le potentiel d'ionisation de l'atome une fois ionisé, appelé second potentiel d'ionisation, soit élevé, sinon on rencontrera surtout l'atome 2 fois ionisé.

Notons que, par suite des recombinaisons entre ions et électrons, on rencontre néanmoins des atomes ou des ions à bas potentiel d'ionisation.

Il s'établit en effet, comme nous l'avons dit, un équilibre statistique entre atomes neutres et ionisés, électrons et photons. Comme l'intensité de la radiation interstellaire ionisante est faible les ions à faibles potentiels d'ionisation vivent assez longtemps entre une recombinaison et une ionisation pour donner des raies d'absorption observables.

C'est sur la base des remarques précédentes que Fowler a expliqué les principales raies interstellaires.

Nous avons exposé qu'un atome comprend des

couches électroniques internes, remplies de leur maximum d'électrons, ou présentant la configuration stable à 8 électrons, et des électrons de valence. Or l'énergie nécessaire pour expulser les électrons de valence est relativement faible, alors que celle qui est nécessaire pour enlever un électron d'une couche interne est élevée.

On doit donc s'attendre à rencontrer principalement dans l'espace interstellaire les atomes ayant perdu tous leurs électrons de valence.

Par exemple Na, qui n'a qu'un électron de valence se rencontre en majorité sous forme de l'ion Na + et Ca qui a 2 électrons de valence est principalement sous forme de Ca ++.

On n'observe pas les raies d'absorption de Na + et Ca ++ car ces ions, comme tous ceux dont la couche externe est complète, n'ont de raies ultimes que dans l'ultra-violet inobservable.

Par recombinaison avec un électron libre, Na + donnera Na et Ca ++ donnera Ca + qui ne s'ioniseront à nouveau qu'au bout d'un temps assez long. On observera donc en absorption les raies ultimes de Ca + et de Na.

Pour qu'on observe celles de Ca, il faudrait que Ca ++ capture simultanément 2 électrons, ce qui est très rare. On n'observe, en effet, la raie 4.226 de Ca que très faiblement et dans une seule étoile (χ^2 Orionis).

D'une manière générale, on voit qu'on doit s'attendre surtout à observer les éléments ayant un seul électron de valence.

L'application des principes précédents permet de prévoir les raies que l'on peut s'attendre à observer

comme raies détachées, si les atomes correspondants sont assez abondants. Ces raies sont réunies dans le tableau ci-dessous où on a mis en italique les raies effectivement observées :

Na	*3.302*	*3.303*	*5.890*	*5.896*
Al	3.944			
K	7.664	*7.698*		
Ca	*4.226*			
Ca^+	*3.933*	*3.968*		
Sc^+	3.642			
Ti^+	3.073	3.229	*3.242*	*3.383*
Fe	3.719			
Sr^+	4.077	4.215		
Ba^+	4.554	4.934		

Jusqu'à présent, on n'a pas observé Al, Sc^+, Fe, Sr^+, ni Ba^+. Il ne faut pas s'en étonner : Al est presque tout entier ionisé, Sc, Sr et Ba sont rares. Pour Fe et Sc, il y a de nombreuses transitions partant de l'état fondamental.

L'état fondamental de Ti^+ est un état ^4F quadruple et il est intéressant de noter que, bien que les raies partant du sous-niveau le plus bas sont facilement observables, celles qui partent des 3 autres sous-niveaux sont absentes. Les atomes de Ti^{++} sont donc bien tous au niveau le plus bas.

Densité des atomes de l'espace interstellaire. — Il est intéressant de connaître la densité de chacun des atomes interstellaires dans ses divers états d'ionisation et la densité des électrons libres.

Plusieurs travaux ont été faits dans ce but et leurs résultats ne sont pas toujours très concordants. Nous nous bornerons à citer les résultats du travail le plus récent sur ce sujet, dû à Dunham Jr, qui conduit à admettre l'existence, dans l'espace interstellaire, d'un

important nuage d'hydrogène dont l'absorption est encore inobservable.

Les raies détachées d'un élément, dans un état donné d'ionisation, sont d'autant plus intenses que la densité des atomes de l'espace interstellaire qui sont dans cet état est plus élevée. On conçoit qu'il soit possible de déduire par voie théorique, cette densité de l'intensité des raies observées. On trouve ainsi :

Elément	Nombre d'atomes par cm³ dans l'état d'ionisation correspondant
Na	5.10^{-8}
Ca	4.10^{-11}
Ca^{+}	10^{-7}
K	10^{-9}
Ti^{+}	10^{-9}

Mais cela ne nous donne pas la densité totale de chacun des éléments considérés, car chacun d'eux existe dans plusieurs états d'ionisation dont, sauf pour Ca, nous n'observons qu'un seul, et la densité vraie d'un élément doit être prise égale à la somme des densités de cet élément dans ses divers états ionisés.

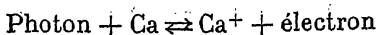
Pour évaluer cette densité, nous allons évaluer le rapport des nombres d'atomes de chaque élément dans ses divers états, comme nous connaissons la densité d'un état, nous en déduirons celle des autres.

Les atomes d'un élément passent d'un état d'ionisation à un autre par photo-ionisation et par recombinaison avec des électrons. Par exemple, pour le calcium :

$$Ca \rightleftarrows Ca^{+} \rightleftarrows Ca^{++} \rightleftarrows Ca^{+++}$$

Il y a équilibre statistique entre ces états, le

rayonnement et les électrons libres. On a, par exemple, l'équation photochimique :

$$\text{Photon} + \text{Ca} \rightleftarrows \text{Ca}^{+} + \text{électron}$$

Le nombre de photons et leur répartition entre les diverses longueurs d'onde est connu grâce au modèle de galaxie synthétique que nous avons adopté.

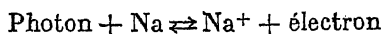
Pour le calcium, dont on observe deux états, Ca et Ca^{+}, le rapport du nombre d'atomes dans ces deux états est connu :

$$\frac{\text{Ca}^{+}}{\text{Ca}} = 3.500$$

De l'équation photochimique précédente, on peut déduire la densité des électrons libres, on trouve environ :

1 électron par cm^3

Écrivons maintenant l'équation photochimique pour les autres éléments. Par exemple :

$$\text{Photon} + \text{Na} \rightleftarrows \text{Na}^{+} + \text{électron}$$

nous connaissons cette fois le nombre de photons et leur distribution et la densité électronique, nous en déduirons :

$$\frac{\text{Na}^{+}}{\text{Na}} = 1.800$$

On peut ainsi évaluer les rapports des divers états pour chaque élément et la densité de chacun de ces états.

Le tableau ci-dessous donne le résultat en éléments par cm^3. Étant donné l'incertitude des mesures et des méthodes d'évaluation théoriques de ces densités,

on ne peut donner que des ordres de grandeur, aussi nous limiterons-nous généralement à donner la puissance de 10 la plus voisine de chaque densité :

Etat d'ionisation	Electrons	Na	K	Ca	Ti
Neutre	1	5.10^{-8}	10^{-9}	4.10^{-11}	10^{-12}
+		10^{-4}	4.10^{-6}	10^{-7}	10^{-9}
++		10^{-6}	10^{-6}	3.10^{-6}	10^{-8}
+++			4.10^{-9}	10^{-8}	10^{-9}
Total	1	10^{-4}	5.10^{-6}	3.10^{-6}	10^{-8}

L'examen de ce tableau révèle que la densité en électrons libres est 10^4 fois supérieure à la densité en ions positifs en sorte que l'espace interstellaire, loin d'être électriquement neutre, présenterait une forte densité électrique négative.

L'hydrogène interstellaire. — Pour éviter cette difficulté, Dunham a émis l'hypothèse qu'il existe dans l'espace d'autres atomes que ceux dont on a observé les raies détachées et que ces atomes sont ionisés et assez nombreux pour rétablir la neutralité électrique de l'espace. Si on suppose ces atomes une fois ionisés, il faut pour cela que leur densité soit de 1 atome par cm^3. Mais le noyau de l'atome de masse moléculaire M pèse M fois comme un noyau d'hydrogène, c'est-à-dire, $1,6.10^{-24}$. M gr, la densité des atomes interstellaires serait ainsi $1,6.10^{-24}$ M $grcm^{-3}$.

Or, nous verrons au paragraphe suivant que l'étude des mouvements stellaires conduit à fixer à 3.10^{-24} $grcm^{-3}$ la densité totale des éléments interstellaires. On a donc :

$$M < 2$$

Le seul élément répondant à cette condition est l'hydrogène. Dunham a donc admis que l'espace

interstellaire contient des atomes de H. L'étude de l'ionisation de ces atomes dans l'espace conduit à adopter pour densité de H+, c'est-à-dire des protons : 1 proton par cm^3 environ.

Ainsi, l'espace interstellaire serait électriquement neutre et la densité des atomes y serait de :

$$2.10^{-24} \text{ grcm}^{-3} \text{ environ}$$

Comme nous l'avons dit, cet H ne peut être détecté par ses raies d'absorption détachées, car les raies ultimes de H sont celles de la série de Lyman qui est dans l'ultra-violet inobservable.

Mais, lors d'une recombinaison d'un électron et d'un proton, tout le spectre de H est émis, comme dans une nébuleuse par émission, en particulier la série de Balmer qui est observable.

Nous verrons plus loin que, tout récemment, on a mis en évidence par leur émission, de vastes nuages de H englobant la voie lactée. Ce résultat confirme l'hypothèse proposée par Dunham concernant l'existence de l'hydrogène interstellaire.

Possibilité d'existence de molécules dans l'espace interstellaire. — Nous avons signalé l'existence de raies interstellaires attribuées à des molécules. La possibilité d'existence de ces molécules a été étudiée théoriquement par Swings. L'équilibre de dissociation moléculaire est le même que dans un corps noir ayant pour température la température moyenne de l'espace interstellaire, à condition de multiplier le nombre des atomes par $\sqrt{\delta}$ (pour les molécules diatomiques), δ étant le facteur de dilution.

Swings a trouvé ainsi que le nombre de molécules diatomiques telles que OH, CH, CO, NH... serait

de quelques 10^{-6} molécules par cm^3 c'est-à-dire ne serait pas beaucoup inférieur à celui des atomes de Ca^+ et Na, ces molécules peuvent donc donner des raies détachées observables.

En résumé, on a pu expliquer par voie théorique les raies détachées que l'on a observées et on arrive à cette conclusion que l'élément le plus abondant de l'espace interstellaire est l'électron et par conséquent aussi le proton (noyau d'H).

Nous allons montrer que des observations récentes ont confirmé ce point de vue.

Émission des atomes interstellaires. — Nous avons exposé que les nébuleuses par réflexion sont des condensations de la matière absorbante interstellaire qui diffusent la lumière des étoiles brillantes voisines. La matière absorbante interstellaire se manifeste principalement par absorption, mais nous avons vu à la fin du chapitre IV que cette matière absorbante réfléchissait suffisamment la lumière de l'ensemble des étoiles pour donner lieu à une partie de la luminosité du ciel nocturne.

De même les nébuleuses par émission apparaissent comme des régions particulièrement riches en atomes, qui émettent sous l'influence de la lumière ultraviolette des étoiles voisines par un mécanisme que nous avons exposé au chapitre précédent.

L'espace interstellaire contient un peu partout de ces atomes qui se manifestent par l'absorption des raies détachées. On est en droit de se demander si ces atomes interstellaires n'émettent pas aussi une faible lumière sous l'influence de la partie ultraviolette du rayonnement qui règne dans l'espace interstellaire, les mécanismes de cette émission étant

les mêmes que ceux rencontrés dans les nébuleuses par émission.

Pour mettre cette émission en évidence, Struve et Elvey ont exploré diverses régions du ciel au moyen d'un spectrographe très lumineux sans lentille collimatrice, construit spécialement pour l'étude de très faibles nébuleuses par émission.

Ils ont observé que de vastes régions de la voie lactée, notamment dans le Cygne et dans Céphée, sont noyées dans de faibles nébulosités. Celles-ci montrent en émission la raie Hβ de l'hydrogène et la raie 3.725 de O+.

Cette émission est limitée au voisinage de la voie lactée et cesse brusquement lorsqu'on s'en éloigne. Or, les étoiles O et B sont fortement concentrées vers le plan galactique. On est donc conduit à attribuer l'émission observée par Struve et Elvey à des atomes interstellaires de H excités par la lumière ultra-violette des étoiles O et B comme le sont les atomes des nébuleuses par émission.

L'intensité des raies de Balmer observées en émission dans les régions du Cygne et de Céphée a conduit Bengt Strömgren à attribuer à l'hydrogène interstellaire une densité de quelques atomes de H par cm^3, ce qui, compte tenu de l'incertitude des données et des calculs, est en accord remarquable avec les résultats numériques des paragraphes précédents.

L'étude théorique de l'ionisation d'une atmosphère d'hydrogène très étendue par la lumière ultra-violette d'une étoile ou d'un groupe d'étoiles O et B confirme ce point de vue :

Au voisinage des étoiles O et B cet hydrogène est ionisé par la lumière ultra-violette de ces étoiles au-

dessous de 912 Å, comme nous l'avons exposé au chapitre précédent, les noyaux d'hydrogène se recombinent avec les photo-électrons ainsi produits en émettant le spectre de l'hydrogène.

Mais, en ionisant les atomes d'hydrogène, la lumière ultra-violette se trouve absorbée, et une partie seulement de la lumière réémise par recombinaison aura une longueur d'onde inférieure à 912 Å en sorte que, à mesure qu'on s'éloignera du plan galactique, c'est-à-dire des étoiles O et B, l'intensité de la radiation ultra-violette diminuera. L'étude théorique de ce phénomène faite par Bengt Strömgren, montre que l'émission doit cesser à 200 parsecs de part et d'autre du plan galactique comme on l'observe en effet.

IMPORTANCES RELATIVES DES ÉLÉMENTS INTERSTELLAIRES

Particules et atomes. — Les éléments qui peuplent l'espace interstellaire sont :

Les atomes interstellaires ;

Les particules de la couche absorbante ;

Les météores.

Pour terminer, nous allons comparer les densités de ces 3 sortes d'éléments.

Nous avons montré que les atomes les plus nombreux sont ceux d'H qui sont du reste presque tous ionisés et que la densité de ces atomes est environ :

$$2.10^{-24} \text{ grcm}^{-3}$$

La densité de la couche absorbante, constituée par des particules métalliques de 1.000 Å de diamètre est :

$$10^{-26} \text{ grcm}^{-3}$$

c'est-à-dire 100 fois plus faible que celle des atomes interstellaires.

Il nous reste à évaluer la densité des météorites.

Lès météorites. — Il y a dans l'espace interstellaire, un élément dont nous n'avons pas encore parlé et dont nous allons dire un mot maintenant : les météorites. Ce sont de très petites particules qui circulent dans l'espace et qui deviennent lumineuses en rencontrant notre atmosphère, on les appelle communément étoiles filantes.

Les dimensions et les masses des météorites varient considérablement de l'une à l'autre. Une météorite, donnant lieu à un météore comparable à une étoile visible à l'œil nu, a un diamètre de quelques dixièmes de millimètre et une masse de quelques dizaines de milligrammes. Les grosses météorites, appelées bolides, pèsent jusqu'à plusieurs centaines de kilos mais sont assez rares. Par contre on observe un très grand nombre de météorites télescopiques de très faibles masses.

On reconnaît l'origine interstellaire d'une météorite à sa vitesse : Un corps venant de l'extérieur du système solaire possède en rencontrant la terre une vitesse supérieure à 42 $kmsec^{-1}$. Or, si on met à part les météorites appartenant à des essaims qui proviennent de la désagrégation d'anciennes comètes dont elles suivent encore l'orbite, les météores dits sporadiques ont en majorité des vitesses élevées atteignant des centaines de $kmsec^{-1}$ et proviennent par conséquent de l'espace interstellaire. La proportion de météorites d'origine interstellaire croît à mesure qu'on s'adresse à des météorites de plus en plus faibles.

On est conduit à adopter pour les météorites de l'espace interstellaire une densité de

$$5.10^{-21} \text{ météorite, cm}^{-3}$$

correspondant à une densité massique de

$$5.10^{-25} \text{ grcm}^{3}$$

On voit d'après ces données que la densité des météorites est supérieure à celle de la matière absorbante et inférieure à celle des atomes interstellaires.

On ne peut confondre les météorites avec les particules qui constituent la matière absorbante et les nuages de Barnard, car les dimensions des météorites sont environ 1.000 fois plus grandes que celles des particules.

Ces météorites absorbent la lumière des étoiles, mais comme leurs dimensions sont supérieures à celles des longueurs d'onde lumineuses, elles agissent simplement comme des écrans. L'absorption ainsi produite, loin d'être sélective, est la même pour toutes les longueurs d'onde. Le calcul, basé sur les données précédentes, montre que cette absorption est de :

0,05 magnitude pour 1.000 parsecs

donc inférieure à celle de la matière absorbante.

Évaluation de la densité totale des éléments interstellaires par la dynamique stellaire. — On peut évaluer la densité moyenne des éléments interstellaires par des considérations dynamiques.

L'étude des mouvements stellaires révèle que l'ensemble des astres de notre galaxie tourne autour du centre de celle-ci. Nous avons déjà signalé que cette rotation n'a pas lieu comme celle d'un corps solide,

mais, au contraire, que la vitesse angulaire de rotation décroît lorsqu'on s'éloigne du centre. Ce phénomène est appelé rotation différentielle.

De même que chaque planète du système solaire est retenue sur son orbite par la force attractive exercée par elle sur le soleil, la force qui retient chaque étoile sur sa trajectoire est l'attraction exercée sur elle par l'ensemble des autres astres de la galaxie, étoiles, nébuleuses et éléments interstellaires.

L'étude de la rotation galactique nous permet de connaître la force gravitationnelle qui anime les étoiles et de là nous pouvons remonter aux masses qui provoquent cette force.

Soient $O\xi\eta\zeta$ trois axes ayant pour origine le soleil, $O\xi$ étant la direction opposée à celle du centre galactique C et $O\zeta$ étant dirigé vers le pôle galactique. Soit $-U(\xi, \eta, \zeta)$ le potentiel de gravitation au voisinage du soleil, développons-le en série :

$$-U = \frac{n^2}{2}\left[(R_0 + \xi)^2 + \eta^2\right] + \frac{1}{2}\alpha\xi^2 + \frac{1}{2}\alpha'\zeta^2 + \dots$$

où n, α, α' sont des constantes et R_0 la distance OC.

Prenons les unités suivantes :

longueur	1 parsec
masse	masse du soleil
temps	1 année

et adoptons $R_0 = 10.000$.

D'après l'expression de U, la vitesse de rotation circulaire à la distance $R_0 + \xi$ de C est :

$$V = n.R_0 + \frac{2n^2 + \alpha}{2n}\xi + \dots$$

leuses de Barnard, et les nébuleuses par émission. La dynamique stellaire nous conduit ainsi par différence à fixer à

$$0{,}05 \text{ soleil. Parsec}^{-3} = 3.10^{-24} \text{ grcm}^{-3}$$

la densité moyenne des atomes interstellaires, de la matière interstellaire absorbante et des météores.

Or, nous avons trouvé directement pour densité de ces éléments :

Atomes (principalement H et $H+$)	2.10^{-24}	grcm^{-3}
Particules absorbantes	10^{-26}	—
Météores	5.10^{-25}	—

Étant donné l'incertitude de ces dernières évaluations, on peut dire seulement que la dynamique stellaire confirme l'ordre de grandeur de la densité trouvée pour les éléments interstellaires.

Cette étude de la densité moyenne de l'espace nous a conduit à la conclusion énoncée au début de ce livre, que la matière disséminée dans l'espace interstellaire représente une masse totale équivalente à celle de la matière concentrée dans les étoiles.

leuses de Barnard, et les nébuleuses par émission. La dynamique stellaire nous conduit ainsi par différence à fixer à

$$0{,}05 \text{ soleil. Parsec}^{-3} = 3.10^{-24} \text{ grcm}^{-3}$$

la densité moyenne des atomes interstellaires, de la matière interstellaire absorbante et des météores.

Or, nous avons trouvé directement pour densité de ces éléments :

Atomes (principalement H et H+)	2.10^{-24}	grcm^{-3}
Particules absorbantes	10^{-26}	—
Météores	5.10^{-25}	—

Étant donné l'incertitude de ces dernières évaluations, on peut dire seulement que la dynamique stellaire confirme l'ordre de grandeur de la densité trouvée pour les éléments interstellaires.

Cette étude de la densité moyenne de l'espace nous a conduit à la conclusion énoncée au début de ce livre, que la matière disséminée dans l'espace interstellaire représente une masse totale équivalente à celle de la matière concentrée dans les étoiles.

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE I

Les nébuleuses

CHAPITRE II

La spectroscopie stellaire

CHAPITRE III

Les nébuleuses par réflexion

CHAPITRE V

L'atome de Bohr

CHAPITRE VI

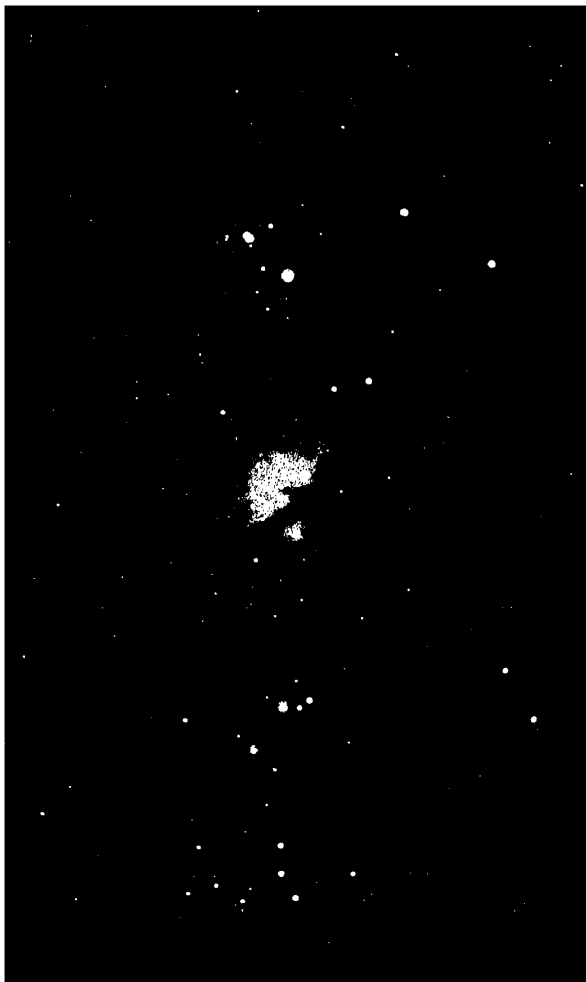
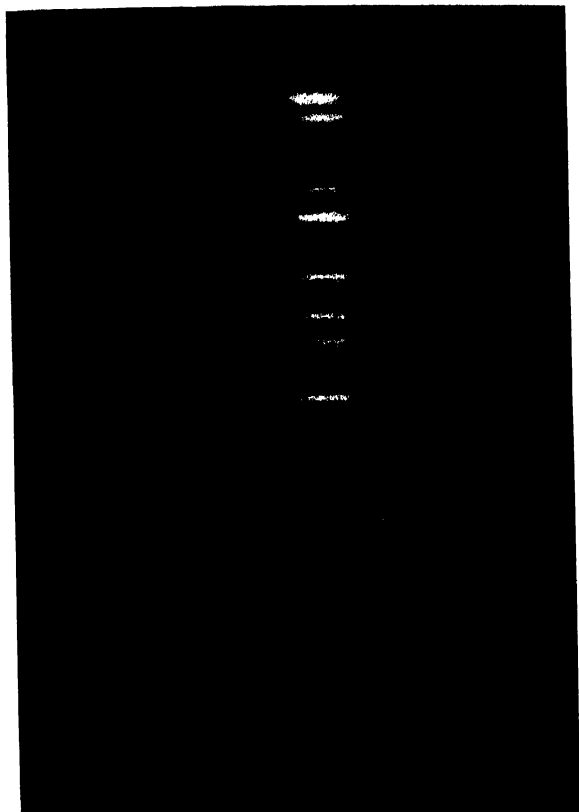
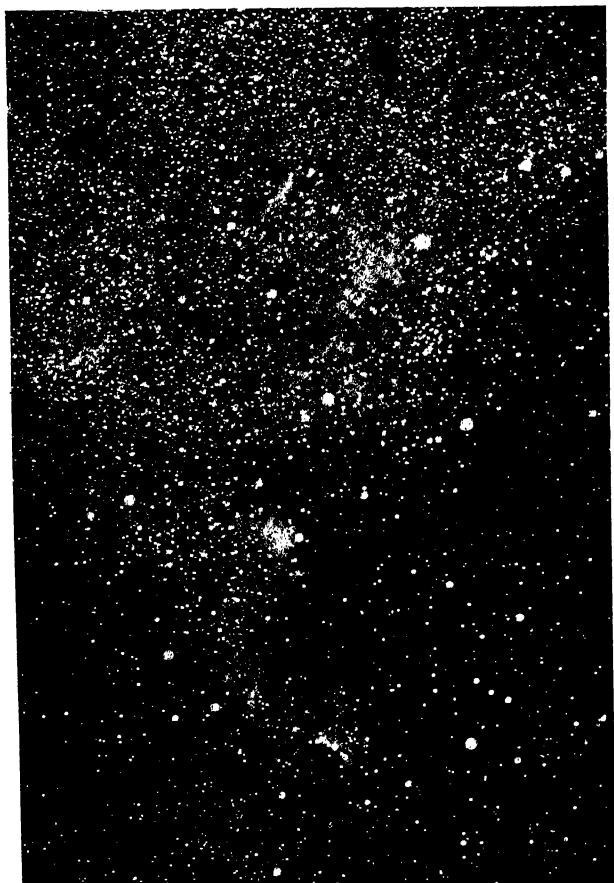
Les nébuleuses par émission et les nébuleuses planétaires

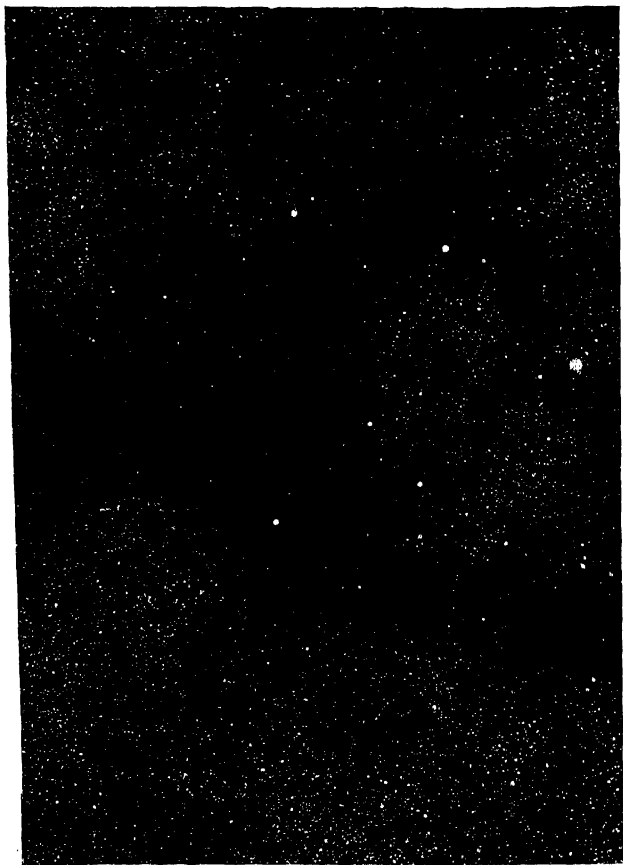
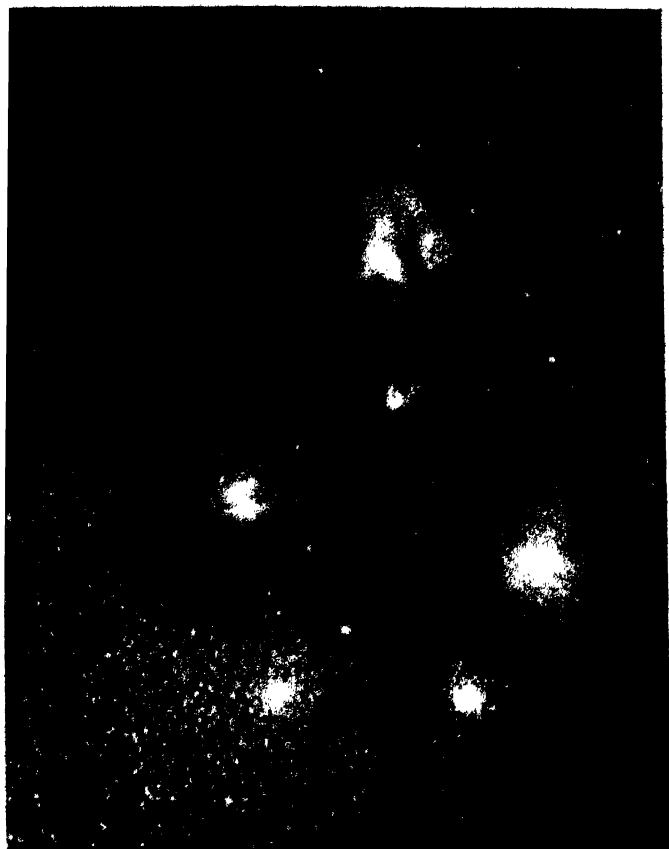
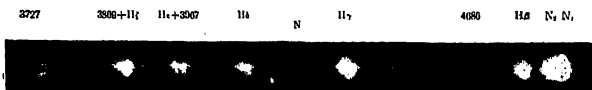
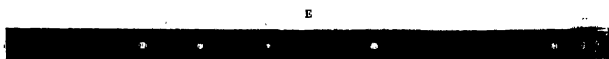
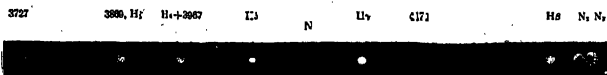
CHAPITRE VII

Les atomes interstellaires

1947. — Imprimerie des Presses Universitaires de France. — Vendôme (France)
ÉDIT. N° 21065 IMP. N° 11090

Nébuleuses entourant les Pléiades
Types de nébuleuses par réflexion

Pl. II

Nébuleuse d'Orion
Type de nébuleuse diffuse par émission

Spectre de la nébuleuse d'Orion

Nébuleuse América
dans la constellation du Cygne

Nébuleuse du Crabe
prise en lumière Hα
Type de nébuleuse planétaire

Nuage obscur
près de θ Ophineus

PL. VIII

Spectres des nébuleuses planétaires
N. G. C., 6 572, N. G. C., 6 543 et N. G. C., 7 009
pris avec un prisme objectif